

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ, НАПРАВЛЕННЫЕ НА СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ГОРОДСКОГО И ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА

Современные электрические транспортные средства являются сложными электротехническими устройствами, при разработке и проектировании которых приходится решать большое количество нетривиальных радиофизических и теплофизических задач. В представленной ниже подборке статей основное внимание уделено решению широкого спектра задач, связанных с обеспечением функционирования и улучшением параметров различных входящих в состав электрических транспортных средств систем.

Так, современные подходы к обеспечению комфортного микроклимата салонов и кабин трамваев и троллейбусов требуют построения автоматизированных энергосберегающих систем обеспечения климата. В приведенных ниже работах описываются теоретические и экспериментальные исследования, лежащие в основе создания систем климат-контроля, а также результаты разработки автоматизированных систем управления климатом. Приводятся данные об апробации таких систем в эксплуатации и данные по энергосбережению, полученные с их использованием.

Другой класс задач связан с созданием, улучшением параметров и миниатюризацией специализированных электрических компонент для современных троллейбусов, трамваев и электропоездов, в частности, так называемых реакторов помехоподавления. Это устройства, предназначенные для минимизации излучаемых электрическими транспортными средствами высокочастотных колебаний, что необходимо для обеспечения существующих требований по электромагнитной совместимости. Это массивные устройства, по которым в рабочем режиме протекают рабочие токи до нескольких сотен (а для электропоездов - до тысячи) ампер.

В представленных работах приведены основные результаты по двум направлениям исследований в обеспечение значительной миниатюризации этих устройств:

- увеличения индуктивности входящих в них многослойных катушек за счет уменьшения их магнитных полей рассеивания с помощью специальной формы магнитных экранов;
- за счет разработки конструкции теплоотвода от внутренних витков катушек, позволяющей значительно снизить сечение токопровода, а, соответственно, массу и габариты катушек.

В заключительной части, выводах представленных статей приводятся конкретные результаты использования на практике проведенных исследований и разработок.

**О ВЛИЯНИИ МАГНИТНЫХ ЭКРАНОВ, ЧАСТОТЫ И СИЛЫ ТОКА
НА ИНДУКТИВНОСТЬ**

М.В. Давидович, В.Я. Явчуновский, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев

Давидович Михаил Владимирович, д.ф.-м.н., профессор СГУ

Корнев Игорь Александрович, аспирант первого года обучения ФНБМТ СГУ

Тимофеев Антон Игоревич, аспирант первого года обучения физического факультета СГУ

Явчуновский Виктор Яковлевич, д.ф.-м.н., директор ООО НПФ «Этна»

В работе получены интегральные соотношения, в том числе и интегральные уравнения, учитывающие влияние магнитных экранов из нелинейного магнетика на индуктивность многослойных катушек. Это влияние оценено как в зависимости от тока, так и от изменения частоты.

1. Введение.

Получение весьма больших значений индуктивностей в достаточно широкой полосе частот для большого диапазона рабочих токов представляет актуальную и достаточно сложную задачу. Такие индуктивности, в частности, являются основным элементов радиореакторов электротранспорта – фильтров нижних частот, предотвращающих выброс в сеть высокочастотных импульсов и радиопомехи при изменении режимов работы электродвигателей. Для электропоездов при этом необходимы индуктивности порядка десятков миллигенри при токах до 800 А. Для троллейбусов и трамваев – до 1 мГн при токах до 300 А. При этом необходимо обеспечить подавление паразитных высокочастотных колебаний. Для снижения габаритов и массы реакторов помехоподавления заманчиво использовать магнитные экраны из ферромагнетика, позволяющие увеличить значение индуктивности на низких частотах и малых токах в несколько десятков и более раз. Поэтому важно иметь оценку снижения такой индуктивности в режиме больших токов, а также при увеличении частоты, чему и посвящена настоящая работа.

Расчет сложных магнитных полей обычно основан на численном решении дифференциальных уравнений магнитостатики. Интегральные и интегродифференциальные уравнения (ИДУ) для этого практически не используются. В данной работе приведены интегродифференциальные уравнения ИДУ для магнитостатики, на основе которых и произведен анализ.

1. Индуктивность витков соленоидального тока.

Индуктивность замкнутого (соленоидального) постоянного тока в вакууме, т.е. тока с плотностью, удовлетворяющей уравнению $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ во всем пространстве можно рассчитать по хорошо известной формуле [1]

$$L_0 = \frac{\mu_0}{4\pi d^2} \int_V \int_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r})\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3r d^3r' . \quad (1)$$

Здесь V – объем, занятый токами, d^3r – элемент объема, I – протекающий через любое поперечное сечение s полный ток, который (в силу соленоидальности) считаем не зависящим от

расположения сечения. Соответственно при уменьшении s плотность тока растет. Для замкнутого металлического проводника плотность тока постоянна по поперечному сечению и равна $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \mathbf{v}I/s$, где введена нормаль к сечению. Когда сечение провода вдоль контура не меняется, плотность тока постоянна в объеме V . Если L_0 – индуктивность одного замкнутого контура, то проводя мысленно контур из n одинаковых витков по одному и тому же объему, т.е. увеличивая плотность тока в n раз, получим индуктивность $n^2 L_0$. Таким образом, индуктивность катушки из n тонких почти одинаковых металлических немагнитных витков в n^2 раз больше индуктивности одного витка. Формула (1) пригодна и для переменного тока. В этом случае распределение плотности тока неоднородно по поперечному сечению. При переменном токе в немагнитном проводнике следует учитывать скин-эффект, который уменьшает индуктивность. При сильном скин-эффекте ток течет не по неполному сечению проводника радиуса r , а по кольцу толщиной $\delta \ll r$. Если имеем линейный бесконечный проводник, то формула (1) позволяет получить погонную индуктивность. В предельном случае очень больших частот δ/r стремится к нулю. Вводя поверхностную плотность тока $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}_\perp)\delta(x_\nu)$, где x_ν – нормальная координата к поверхности S , получаем

$$L_0 = \frac{\mu_0}{4\pi d^2} \int_S \int_S \frac{\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}_\perp)\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}'_\perp)}{|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp|} d^2r d^2r' . \quad (2)$$

В случае одного проволочного кольца поверхность S есть поверхность тора, а для цилиндрического проводника – цилиндра, при этом $\tilde{\mathbf{J}}(\mathbf{r}_\perp) = I/(2\pi r)$. Для цилиндра

$$|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp| = \sqrt{(z - z')^2 + 2r^2(1 - \cos(\varphi - \varphi'))} .$$

Высокочастотная индуктивность проводника длины l есть

$$L_0 = \frac{\mu_0}{16\pi^3} \int_0^{2\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{d\varphi d\varphi' dz dz'}{\sqrt{(z - z')^2 + 2r^2(1 - \cos(\varphi - \varphi'))}} . \quad (3)$$

Интеграл можно преобразовать так:

$$L_0 = \frac{\mu_0 l}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^l \frac{d\varphi d\xi}{\sqrt{\xi^2 + 2r^2(1 - \cos(\varphi))}}. \quad (4)$$

Вычисляя интеграл по углу по формуле 2.5.16.45 [2], получаем

$$L_0 = \frac{\mu_0 l}{\pi^2} \int_0^l \frac{\mathbf{K}(2r/\sqrt{\xi^2 + 2r^2}) d\xi}{\sqrt{\xi^2 + 2r^2}}. \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{K}(x)$ - полный эллиптический интеграл 1-го рода. Очевидно, индуктивность (5) меньше индуктивности на постоянном токе [3]: $L_0 = [\mu_0 l / (2\pi)] [\ln(2l/r) - 3/4]$. Для оценки (5) служит формула (2-16) из [3]: $L_0 = [\mu_0 l / (2\pi)] [\ln(2l/r) - 1]$. Для получения частотной зависимости индуктивности следует использовать формулу $L_0 = [\mu_0 l / (2\pi)] [\ln(2lc^{-1}/r) - 1]$, где параметр $c < 1$ зависит от нормированной толщины скин-слоя $\delta/r = \sqrt{4/(r^2 \omega \sigma \mu_0)}$ и приведен в таблице в [3]. Можно также выразить индуктивность тороидального кольца в виде интегралов и получить их приближенное значение, если ток течет по скин-слою, определяемому частотой. Эти довольно громоздкие формулы мы не приводим.

2. Интегродифференциальные уравнения магнитостатики.

Магнетик (магнитный экран) опишем магнитной проницаемостью $\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))$. Мы рассмотрим изотропный неоднородный и нелинейный магнетик, проницаемость которого зависит от амплитуды $H(\mathbf{r})$ магнитного поля. В переменном монохроматическом поле получаем еще зависимость от частоты: $\mu(\mathbf{r}, \omega, H(\mathbf{r}, \omega))$. Зависимость от частоты (дисперсия) определяется перемагничиванием за период. Иногда интересно рассматривать протекание малой переменной гармонической составляющей тока вместе с большой постоянной составляющей. В этом случае приближенно имеем

$$\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}, \omega)) = \mu(\mathbf{r}, H_0(\mathbf{r})) + \mu_1(\mathbf{r}, H_0(\mathbf{r})) \Delta H(\mathbf{r}, \omega),$$

где $H = H_0 + \Delta H_0$, H_0 - поле постоянного тока, $\mu_1(\mathbf{r}, H_0(\mathbf{r})) = (\partial / \partial H) \mu(\mathbf{r}, H_0(\mathbf{r}, \omega))$. В малосигнальном приближении первый член существенно больше, и частотной дисперсией можно пренебречь. Но возникает нелинейность, связанная с постоянным полем, следовательно - с постоянным током. Здесь важно знать кривую намагниченности однородного вещества $B = B(H_0)$ - зависимость модуля индукции при медленном изменении постоянного магнитного поля H_0 . Тогда получаем зависимость

$$\mu(H_0) = \mu_0^{-1} (\partial / \partial H_0) B(H_0). \quad \text{Обычно эти зависимости неоднозначные и имеют гистерезис. Мы предполагаем магнетик идеально магнитомягким, т.е.}$$

без петли гистерезиса. Частотная дисперсия ферромагнетика определяется параметрами и размерами магнитных доменов. Далее считаем зависимость $\mu(\omega)$ заданной и рассматриваем только статические поля, вводя при необходимости получения частотных зависимостей указанную дисперсию магнитной проницаемости.

Обычно в качестве магнитных экранов используют ферромагнетики, в частности, электротехническую сталь, имеющие большие значения магнитных проницаемостей и являющиеся достаточно магнитомягкими. Для получения поля и анализа индуктивности в присутствии изотропного магнитного тела объема V_M следует решать интегральные (интегродифференциальные) уравнения магнитостатики [4]. Эти уравнения можно получить разными путями: вводя намагниченность (магнитную поляризацию) или магнитную проницаемость. При этом следует разделять объем на занятый магнитным током поляризации и током, создающим магнитное поле (объемом постоянного магнита) V_0 . Последний удобно считать идеально магнитомягким, т.е. ток заданным. Даже в этом случае задача существенно нелинейная. В работе [4] сначала рассмотрена линейная задача, а потом учтена нелинейность. Здесь мы с самого начала считаем задачу нелинейной, и вместо постоянного магнита рассматриваем катушку электромагнита, т.е. полагаем, что $\mu = 1$ в объеме V_0 . Решаем краевую задачу магнитостатики для соленоидального тока с плотностью \mathbf{J} :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} 0 &= \nabla \cdot (\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) \mathbf{H}(\mathbf{r})) = \\ &= \mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) \nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) + \\ &+ [\nabla \mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) + \mu_1(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) \nabla H(\mathbf{r})] \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (7)$$

Первый градиент в (7) взят при постоянном поле, т.е. по первому аргументу. Уравнение (6) можно сформулировать в виде дифференциального уравнения второго порядка для поля \mathbf{H} , если взять его ротор и выразить дивергенцию поля из уравнения (7):

$$\begin{aligned} -\nabla^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \nabla \times \mathbf{J}(\mathbf{r}) - \nabla f(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})), \quad (8) \\ f(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) &= \nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\{\mu^{-1}(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))([\nabla \mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) + \\ &+ \mu_1(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) \nabla H(\mathbf{r})] \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}))\} \end{aligned}$$

Считаем, что объемы V_0 и V_M не пересекаются и проницаемость равна единице вне объемов V_0 и V_M . Учитывая, что $G(\mathbf{r}) = (4\pi|\mathbf{r}|)^{-1}$ есть функция Грина оператора $-\nabla^2$, имеем интегродифференциальное уравнение (ИДУ) для магнитного поля:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \nabla' \times \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r' - \int_{V_M} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \nabla' f(\mathbf{r}', H(\mathbf{r}')) d^3 r' . \quad (9)$$

Здесь область, где $\nabla \times \mathbf{J} \neq 0$ совпадает с объемом V_0 , занятым током, а функция f отлична от нуля только в области магнетика. В работе [4] приведен вид аналогичных уравнений в линейном случае, вид ИДУ, сформулированных относительно вектор-потенциала \mathbf{A} , а также предложены методы их итерационного решения. Заметим, что итерационные методы пригодны и для решения нелинейного ИДУ (4).

Здесь мы получим другой вид уравнения для магнитного поля. Поскольку $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, $\nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}$, имеем в отсутствие магнетика

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r' ,$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \times \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r' .$$

В присутствии магнетика эти соотношения нарушаются, поскольку возникают дополнительные (вторичные) источники, связанные с его поляризацией. Магнитное поле уже не является соленоидальным, и в силу теоремы Гельмгольца представляется своей соленоидальной и потенциальной частями:

$$\mathbf{H} = \nabla \times \tilde{\mathbf{A}} - \nabla \Psi . \quad (10)$$

Беря ротор от (10), убеждаемся, что можно взять $\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{A}$. Беря дивергенцию от (10), получаем уравнение для магнитного потенциала:

$$-\nabla^2 \Psi = \nabla \cdot \mathbf{H} = f(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) . \quad (11)$$

Таким образом, имеем нелинейное ИДУ

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \times \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r' - \nabla \int_V G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') f(\mathbf{r}', H(\mathbf{r}')) d^3 r' . \quad (12)$$

Первый интеграл в (12) определяется током, определяет поле $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ в отсутствие магнетика и задан. ИДУ (12) можно преобразовать к виду (9), воспользовавшись соотношением $\nabla G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = -\nabla' G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ и тем, что соленоидальный ток не имеет нормальной компоненты к поверхности, окружающий объем V_0 . Пользуясь теоремой о роторе, переносим действие оператора “ротор” на \mathbf{J} . Магнетик представляет собой систему замкнутых орбитальных и спиновых магнитных микротоков, также не имеющих результирующей нормальной компоненты на его границе. На границе $\nabla \cdot \mathbf{H}$ есть плотность фиктивных наведенных поверхностных магнитных

зарядов, обусловленных магнитными диполями (моментами). Ее градиент не может иметь нормальной компоненты. Поэтому применение теоремы о градиенте приводит к уравнению (9). Заметим, что можно доказать указанные утверждения, окружив объемы бесконечно близкими внешними границами и устремляя их на исходные поверхности.

Обычно магнитное тело имеет резкую границу, т.е. его магнитная проницаемость изменяется скачком от значения $\mu^- = \mu(\mathbf{r})$ на внутренней части границы до значения в вакууме $\mu^+ = 1$ на внешней ее части. При этом на границе S_M тела возникают связанные дипольные магнитные заряды, а величина $\nabla[\mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r}))]$ направлена вдоль внешней нормали $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ к поверхности внутрь тела и в ней выделяется поверхностная дельта-функция с множителем $1 - \mu^-$. Квадратные скобки выше указывают, что оператор градиента действует на все переменные. Наиболее простой результат получается, если предположить, что тело однородное и магнитное поле в нем также однородное. Тогда имеем

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \times \int_{V_0} G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') d^3 r' - \nabla \oint_{S_M} [1 - \mu^{-1}(H(\mathbf{r}'))] G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{H}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}') dS \quad (13)$$

В общем случае в (13) возникают объемные интегралы, которые мы не приводим. Формально можно записать $\mathbf{J}(\mathbf{r}') = \nabla' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}')$ и подставить в (13), но такое ИДУ следует решать во всей бесконечной области, что не целесообразно.

3. Индуктивность в присутствии магнетика

Задав \mathbf{J} , решив приведенные выше или в работе [4] ИДУ, по формуле (1) вычисляем индуктивность. Рассмотрим другой путь, связанный с определением энергии магнитного поля в статике. Пусть L_0 - индуктивность магнитного поля в отсутствие магнетика, которую легко вычислить, а L - индуктивность в присутствии магнетика и при токе I . Для энергий магнитного поля имеем $E_{M0} = L_0 I^2 / 2$ и $E_M = L I^2 / 2$. С другой стороны, можно записать

$$E_{M0} = \frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{H}_0^2(\mathbf{r}) dV ,$$

$$E_M = \frac{\mu_0}{2} \int_V \mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) \mathbf{H}^2(\mathbf{r}) dV . \quad (14)$$

Здесь объем V бесконечный. Но для некоторых катушек есть области. Где поле отсутствует, и эти области можно исключить. Таким образом, имеем

$$L = L_0 \int_V \mathbf{H}_0^2(\mathbf{r}) dV / \int_V \mu(\mathbf{r}, H(\mathbf{r})) \mathbf{H}^2(\mathbf{r}) dV \quad (15)$$

Для расчета по указанной формуле в первом приближении можно взять $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0$.

4. Численные результаты.

На рис. 1 приведен вид катушки радиореактора. Она представляет собой несколько вертикальных и радиальных рядов витков, намотанных толстым медным проводом с оболочкой. Экраны выполнены в виде намотки стальной ленты. В модели они рассмотрены как секториальные скобы с заданной толщиной. Рассмотрена катушка с 30 витками (5 витков вдоль радиуса и 6 – вдоль высоты), имеющая внутренний радиус $R_0=10$ см и намотанная их медного провода с радиусом $r=7.5$ мм рис. 1. Катушка имеет индуктивность $L_0 = 210$ мкГн, длину намотки 26 м, высоту 96 мм и внешний радиус 180 мм. Расчет параметров произведен по стандартным формулам и хорошо совпал с экспериментом при малом токе и низкой частоте. На рис. 1 сверху показаны экраны, занимающие в общей сложности угловой промежуток $\varphi \leq 2\pi$. При $\varphi = 2\pi$ имеем полное заполнение области по угловой координате материалом экрана в сечении $z=0$. Области магнетика соответствует объем, точки которого отстоят на расстояние не более чем на t от поверхности, ограничивающей объем катушки. При $t=R_0$ вся внутренняя область заполнена, что соответствует максимальному заполнению при выполнении экранов путем намотки тонкой стальной ленты. Индуктивность при наличии экранов обозначим L .

Рассмотрим поле в области провода. Между участками провода соседних витков их магнитные поля гасят друг друга. Внутри каждого провода его собственное поле в силу теоремы о циркуляции напряженности магнитного поля [1] линейно возрастает, а поля от внешних витков гасятся. Квадрат поля внутри провода есть $H^2 = I^2 \rho^2 / (4\pi^2 a^4)$, где a - радиус провода. Здесь ρ – локальная система координат, связанная с проводом. Можно получить средний квадрат, усреднив по сечению провода: $\langle H^2 \rangle = I^2 / (8\pi^2 a^2)$. Указанное поле существенно меньше внешнего поля вблизи катушки, которое определяется вкладом всех витков, и его можно не учитывать при определении энергии. Если δ есть площадь сечений провода к общей прямоугольной площади, ограничивающей витки, то следует использовать величину $\delta \langle H^2 \rangle$. Величина δ может быть мала, если провод имеет толстую оболочку.

Считаем ток линейным и текущим по оси провода, образующего несколько витков (рис. 1). Тогда вектор-потенциал такого витка с номером i радиуса ρ_i , расположенного в точке z_i имеет одну компоненту вида

$$A_\varphi(\rho, z) = I \frac{\mu_0 \rho_i}{4\pi} \int_0^\pi \frac{\cos(\varphi) d\varphi}{\sqrt{\rho_i^2 + \rho^2 - 2\rho_i \rho \cos(\varphi) + (z - z_i)^2}} = I \frac{\mu_0 \rho_i}{2a} x^{1/2} P_{1/2}^1(x) \quad (16)$$

$a^2 = \rho_i^2 + \rho^2 + (z - z_i)^2$, $x = a^2 / \sqrt{a^4 - 4\rho^2 \rho_i^2}$, присоединенная функция Лежандра определена через функцию Лежандра как $P_{1/2}^1(x) = -(1 - x^2)(\partial / \partial x) P_{1/2}(x)$, а магнитное поле определяется так: $H_\rho = -(\partial / \partial z) A_\varphi(\rho, z)$, $H_z = (\partial / \partial \rho) A_\varphi(\rho, z) + A_\varphi(\rho, z) / \rho$. На больших расстояниях оно убывает как его квадрат. Поэтому при определении индуктивности (15) объем достаточно выбрать конечным, но достаточно большим с границей, отстоящей от катушки на расстояние в несколько внешних радиусов. Алгоритм вычисления магнитного поля $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ заключается в суммировании полей каждого витка. Поле может быть уточнено подстановкой $\mathbf{H}_0(\mathbf{r})$ в правую часть (12). В принципе указанную итерационную процедуру можно продолжить. Интегрирования по углу можно свести в области $(0, \pi/2)$, а интегрирование в сечении (ρ, z) достаточно вести в первом квадранте.

Типовые кривые намагничения для двух типов электротехнической стали приведены на рис. 2. Намагниченность существенно зависит от состава и сорта сталей. Для железосодержащих ферромагнитных материалов намагниченность для разных материалов существенно изменяется. На рис. 3 приведены соответствующие кривые намагничения для электротехнической стали, литой стали и чугуна. Видно, что кривые а) и б) немного различаются, что объясняется небольшими различиями в химическом составе. В начальной части при малых значениях H кривая круто поднимается вверх, а затем рост B незначителен: это зона магнитного насыщения, завершения процесса намагничения. Магнитные характеристики ферромагнитных материалов чувствительны к изменениям химического состава и к термической и механической обработкам. Поэтому даже для сталей одной и той же марки кривые намагничения в разных партиях могут не совпадать и должны

проверяться. Кривые намагничивания стали и чугуна резко различны, что говорит о сильном различии и индуктивностей.

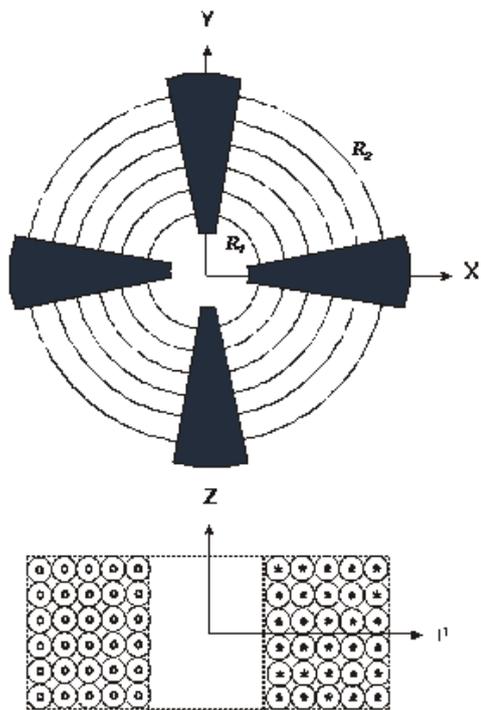


Рис. 1. Вид сверху катушки с экранами в виде стальных скоб (вверху рисунка) и сечение катушки без экранов (внизу)

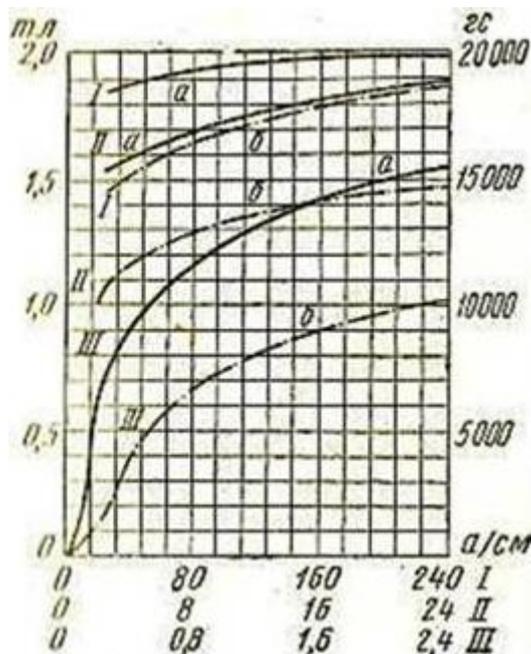
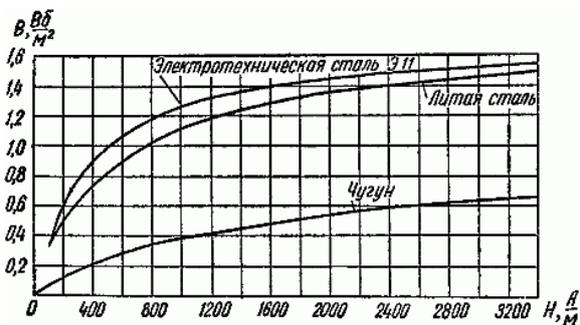
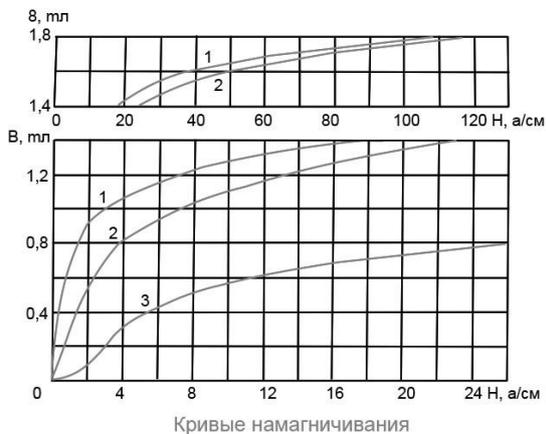


Рис. 2. Намагничивания электротехнических сталей: а - сталь Э330А (текстурированная), б - сталь Э41 (нетекстурированная)



а)



б)

Рис. 3. Кривые намагничивания сталей и чугуна. На изображении б) показаны кривые намагничивания: для одного из стандартных сортов электротехнической стали (кривая 1), для литой стали (кривая 2) и для чугуна (кривая 3).

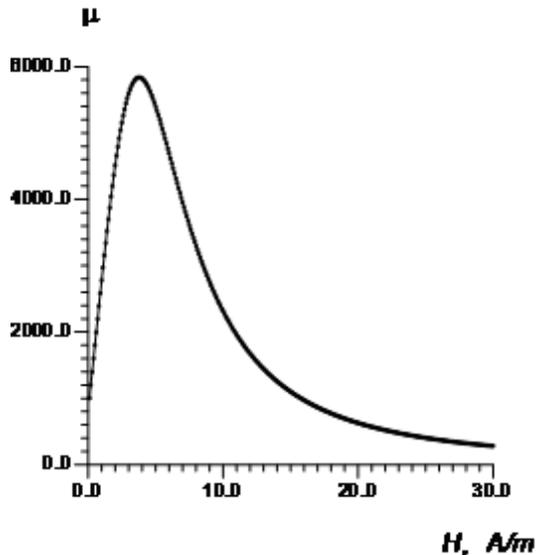


Рис. 4. Зависимость магнитной проницаемости для кривой намагниченности электротехнической стали

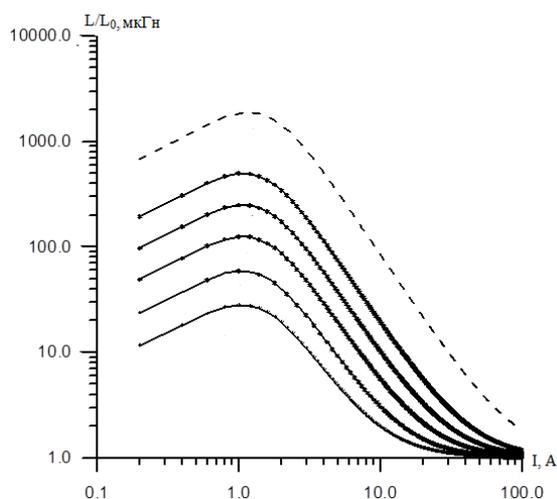


Рис. 5. Зависимость L/L_0 от тока в катушке I (А) при разных заполнениях объема материалом экрана: $\varphi=\pi/2$, $t=8$ (1), 16 (2), 32 (3) мм; $t=32$, $\varphi=\pi$ (4), $\varphi=2\pi$ (5); $\varphi=2\pi$, $t=100$ мм

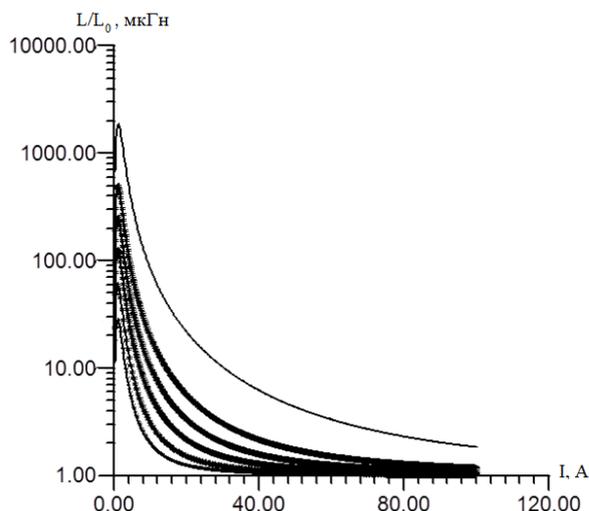


Рис. 6. Зависимость L/L_0 от тока в катушке I (А) в обычном масштабе

Сравнительные кривые намагничивания сталей и чугуна рис. 3 показывают сильное различие в индуктивностях и сильную зависимость от напряженности поля (силе тока в катушке). В области напряженностей поля до 200 А/м магнитная проницаемость μ электротехнической стали изменяется от порядка 10000 до 4000. Около этого значения напряженности μ резко уменьшается почти на порядок, а после значения порядка 2000 А/м падает еще (рис. 4). Реально при токах порядка сотен ампер она падает до величины порядка 100. Учитывая то, что магнитные экраны занимают объем от нескольких до нескольких десятков процентов от объема, где сосредоточено сильное поле, можно сделать вывод, что индуктивность за счет экранов может быть увеличена от нескольких до десятков раз даже при токах в десятки ампер. При токах в сотни ампер указанный рост составляет не более нескольких раз при максимальном заполнении объема экраном. Частотная дисперсия магнитной проницаемости при малых полях может быть описана формулой $\mu = 1 + \chi_0 / (1 + \omega^2 / \omega_0^2)$. Восприимчивость χ_0 зависит от поля. В малых полях для электротехнической стали она достигает величины 10000. Поэтому на частоте $\omega_0 = 1/\tau$, связанной с временем релаксации, магнитная проницаемость падает примерно в два раза.

Влияние экранов из магнитомягкого материала (электротехнической стали) на индуктивность в зависимости от силы тока в катушке и коэффициента заполнения приведено на рис. 5-6. Видно, что это влияние резко падет с ростом тока и при токе порядка 100 А даже при полном коэффициенте заполнения экран увеличивает индуктивность не более чем в два раза. Если объем магнетика занять дополнительными витками катушки, то можно получить увеличение индуктивности от нескольких раз до порядка. Поэтому при значениях тока порядка 100 А и более использование магнитных экранов нецелесообразно.

Анализ рис. 3 показывает, что более эффективно в этом случае использовать более дешевые магнитомягкие материалы типа чугуна, для которых μ изменяется в меньшей степени.

5. Заключение

В работе получены интегродифференциальные уравнения магнитостатики для магнитного поля в случае наличия заданного стороннего магнитного поля, созданного постоянным соленоидальным током в проводнике (катушке), и присутствия магнитного тела со скалярной неоднородной магнитной проницаемостью, которая может быть нелинейной функцией поля. Уравнения определены внутри тела и на его поверхности. Они являются интегродифференциальными в том смысле, что под знаком интегрального оператора стоят неизвестные величины и их производные. В общем случае уравнения содержат как объемные, так и поверхностные интегралы. ИУ возможны лишь для однородных и однородно намагниченных тел ($\mu(\mathbf{r})$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ постоянны внутри тела), что обычно не достижимо. Поскольку магнитное тело практически всегда имеет резкую границу, возникают поверхностные интегралы. Если постоянную проницаемость тела в отсутствие поля еще можно реализовать с достаточной точностью, то реализовать постоянное поле внутри тела можно лишь приближенно и для ряда конфигураций катушек и экранов. В силу нелинейности имеем объемные источники, связанные с производными поля. Поэтому для магнитостатики в общем случае имеем ИДУ. Полученные соотношения обобщаются на анизотропные тела простой подстановкой тензорных $\hat{\mu}$. Для нелинейных задач необходимо определить зависимость $\mu(\mathbf{H})$, причем для решения ИДУ удобно использовать метод последовательных приближений.

Показано, что с увеличением тока катушки с экранами в линейном приближении индуктивность падает, и при токе 100 А не превышает L_0 более чем в

два раза. Также индуктивность падает с частотой, и при частоте порядка 1 МГц и малом токе также не превышает L_0 более нескольких раз. Значительно лучшие результаты могут быть получены при использовании в качестве материала магнитных экранов обычной стали, характеризующейся не

только меньшими значениями магнитной проницаемости в отсутствии больших токов, но и меньшей крутизной зависимости магнитной проницаемости от величины протекающего по многослойной катушке тока.

Библиографический список

1. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивности. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 488 с.
2. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В.. Электромагнитные волны. М.: Сов. Радио, 1971. 662 с.
3. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные волны. М.: Сов. Радио, 1971. 662 с.
4. Давидович М.В., Козлов А.В. Интегродифференциальные уравнения магнитостатики и индуктивность при наличии электромагнитных экранов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13. № 2. С. 46–51.

ON THE INFLUENCE OF MAGNETIC SHIELDS, FREQUENCY AND CURRENT ON INDUCTANCE

M.V. Davidovich, I.A. Kornev, A.I. Timofeev, V.Ya. Yavchunovsky

The integral relations, including integral equations, taking into account the influence of the magnetic shields of the nonlinear magnetic material have been developed in the paper. The dependences on the inductance of this effect as from current and frequency are presented.

УДК 621.318.434

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В МНОГОСЛОЙНЫХ КАТУШКАХ ИНДУКТИВНОСТИ С МАГНИТНЫМИ ЭКРАНАМИ. Ч. 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ВЛИЯНИЯ ЭКРАНОВ НА ВЕЛИЧИНУ ИНДУКТИВНОСТИ КАТУШКИ И ЕЕ ЧАСТОТНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ПОДАВЛЕНИЯ

В.М. Носачев, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев, В.С. Явчуновский

Носачёв Владимир Михайлович, технический директор ООО НПФ «Этна»

Корнев Игорь Александрович, аспирант первого года обучения ФНБМТ СГУ

Тимофеев Антон Игоревич, аспирант первого года обучения физического факультета СГУ

Явчуновский Виктор Сергеевич, студент 4 курса бакалавриата физического факультета СГУ

Проведен анализ процессов в многослойных катушках индуктивности, выполненных из изолированного провода. На основе расчета распределения магнитных полей катушек определено приблизительное расположение и примерную конфигурацию магнитных экранов, обеспечивающих максимальное увеличение значений индуктивности и рост величины подавления паразитных электромагнитных колебаний этих катушек. Проведено экспериментальное исследование и получены зависимости величины индуктивности и частотных характеристик подавления от количества витков катушек и конфигурации размещенных на них магнитных экранов.

1. Введение.

В подвижных средствах электрического транспорта для снижения уровня помех, создаваемых двигателем и другим электрооборудованием, используются так называемые реакторы помехоподавления – устройства, обладающие высокими значениями индуктивности и способные пропускать токи большой величины [1,2]. Основной функцией таких устройств является пропускание с минимальными потерями потребляемого средствами электрического транспорта постоянного тока с одновременным максимальным снижением сопровождающих его гармоник переменного тока в широком диапазоне частот.

Реактор помехоподавления представляет собой многослойную катушку индуктивности, намотанную изолированным медным проводом (рис.1). Для фиксации намотанного провода используется

киперная лента, пропитанная электроизоляционным компаундом. Такой вариант конструктива реактора наиболее прост в изготовлении.

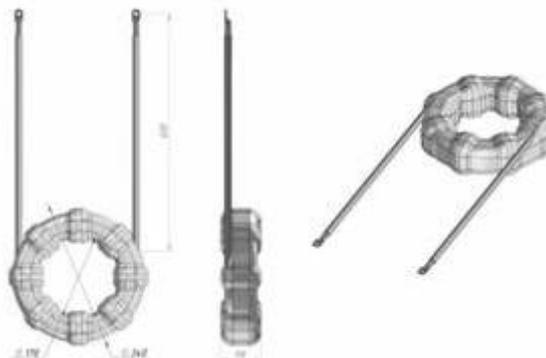


Рис. 1. Внешний вид многослойной катушки индуктивности, намотанной изолированным медным проводом

Одной из основных задач при создании реакторов помехоподавления является минимизация их габаритов, массы и стоимости. В настоящей работе была предпринята попытка решить эту задачу за счет введения в конструкцию реакторов магнитных экранов, располагающихся вокруг основы реактора – катушки индуктивности. При этом введение экранов обеспечивало минимизацию количества витков катушки, что и приводило к снижению ее габаритов, массы и стоимости.

Но прежде, чем вводить в конструкцию реакторов экраны, представляется необходимым (с целью определения их местоположения и конфигурации) исследовать распределение магнитных полей в многослойных катушках индуктивности, что и показано в следующем разделе работы.

2. Анализ магнитных полей, возникающих вокруг многослойных катушек индуктивности, выполненных из изолированного провода.

Для проведения расчетов, показывающих распределение магнитных полей вокруг реактора помехоподавления, была построена программа расчета магнитных полей многослойной катушки индуктивности.

Написанная программа для расчёта индукции магнитного поля B в областях, расположенных около катушки основывается на законе Био – Савара – Лапласа [3,4]:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\gamma} \frac{I[d\mathbf{r} \times (\mathbf{r}_0 - \mathbf{r})]}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}|^3} \quad (1)$$

где $d\mathbf{r}$ – малый элемент провода,

I – ток через него (неизменный по всей длине катушки),

\mathbf{r}_0 - радиус-вектор точки расчёта,

\mathbf{r} - радиус-вектор элемента провода.

Программа численно интегрирует поле от всей катушки в каждой точке пространства, для которой необходимо рассчитать магнитное поле. Для этого каждый виток катушки разбивается на некоторое количество элементов, обусловленное преимущественно производительностью компьютера, имеющимся запасом времени для вычислений и требованиями к точности. Поля от таких элементов, рассчитанные для каждой точки, суммируются.

При создании программы полагалось, что витки целесообразно считать кольцеобразными, поскольку их форма в реальных изделиях отличается от колец лишь небольшими переходами между витками, вкладом которых в магнитное поле можно пренебречь.

Расчет по приведенной программе позволил описать конфигурацию магнитных полей, формируемых многослойной катушкой индуктивности при протекании по ней постоянного тока. На рис. 2 представлено распределение интенсивности магнитной индукции в области вокруг многослойной катушки, а на рис. 3 - распределение модуля величины магнитной индукции для заданной конфигурации линий тока катушки.

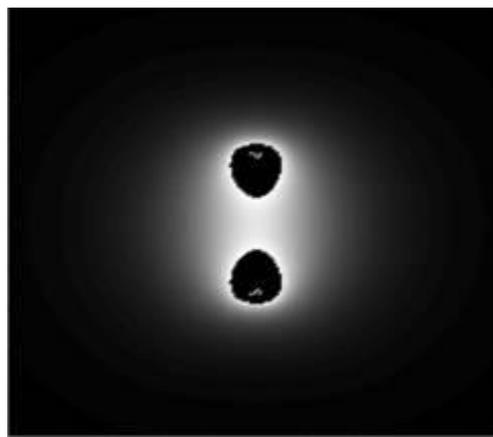


Рис. 2. Распределение интенсивности индукции магнитного поля в области вокруг многослойной катушки (яркость светлых пятен на рисунке соответствует величине индуктивности магнитного поля).

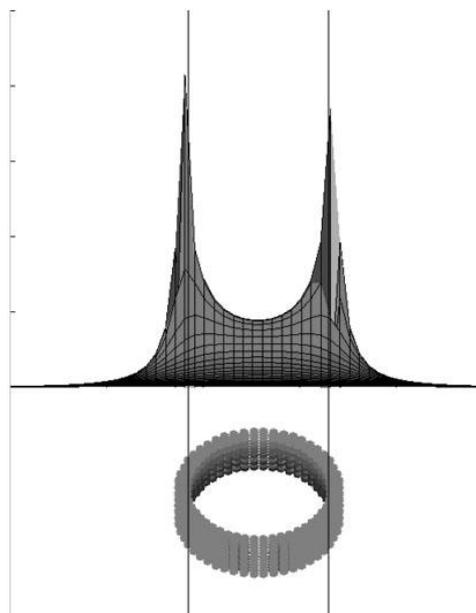


Рис. 3. Распределение модуля величины магнитной индукции для заданной конфигурации линий тока катушки.

Из представленных результатов расчета видно, что максимальная величина магнитной индукции наблюдается вблизи токопровода, причем, чем ближе к токопроводу, тем больше величина магнитного поля.

В центре катушки поле значительно меньше, чем вблизи витков, а вне катушки оно убывает еще быстрее, чем к центру.

Из полученных результатов (рис. 2, 3) видно, что наибольшие магнитные поля располагаются по линиям, близким к круговым, располагающимся вокруг образующего многослойную катушку токопровода. Отсюда можно предположить, что наибольшее влияние на индуктивность катушки окажут магнитные экраны, расположенные кольцами вокруг витков токопровода. Следует оговориться, что максимальное значение величины индукции магнитного поля в расчете имело место в центральной части витков токопровода. Однако ввиду

технической невозможности расположения магнитных экранов в этой области выбирались только области с максимальным значением индукции магнитного поля в зонах пригодных для их установки.

Проверка этого предположения и определение количественных характеристик влияния магнитных экранов на величину индуктивности многослойной катушки проводилось экспериментальными методами. Одновременно проверялось влияние конфигурации и количества магнитных экранов на основную характеристику реакторов – их частотную характеристику помехоподавления.

3. Экспериментальное определение влияния магнитных экранов на величину индуктивности многослойных катушек

Для изучения влияния магнитных экранов на радиофизические параметры многослойных катушек было изготовлено 3 опытных образца реакторов с существенно меньшим количеством витков, чем у прототипов (двух катушек без экранов с количеством витков, соответственно, 25 и 40).

Предназначенные для экспериментального исследования образцы были выполнены с различным числом витков катушки (соответственно 12, 18 и 24). В процессе испытаний на них устанавливались специальные магнитные экраны, намотанные из ленты, состоящей из электротехнической стали (соответственно 4 и 8) и проводились измерения значений индуктивности и частотных характеристик подавления.

Место установки экранов было выбрано в соответствии с рекомендациями, выработанными в разделе 2 при расчете и изучении магнитных полей многослойных катушек индуктивности.

В качестве контрольного на каждой катушке проводилось также измерение значения индуктивности и частотной характеристики подавления в отсутствие экранов.

Индуктивность катушек реакторов измерялась с помощью цифрового измерителя RLC E7-8. Одновременно с помощью этого прибора измерялся комплексный импеданс реакторов.

Для измерения частотной характеристики подавления была собрана схема, представленная на рис. 4, в которую в качестве основных приборов были включены генератор сигналов низкочастотный ГЗ-112 и осциллограф DSO 5034A (300 MHz) S/N: MY 51220345.

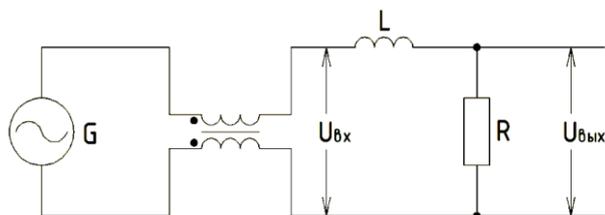


Рис. 4. Измерительная схема для определения частотных характеристик подавления:

- L – испытуемый радиореактор;
- G – генератор гармонических сигналов;
- R = 550м – нагрузочный резистор.

При испытаниях частотная характеристика подавления измерялась путём вычисления на каждой частоте приведённого коэффициента подавления, равного отношению напряжений $U_{вх}$ и $U_{вых}$.

На рис. 5 приведены результаты измерения индуктивности всех типов реакторов, как прототипов, так и всех 3-х исследуемых образцов, описанных выше (при установке на них различного количества магнитных экранов и без них).

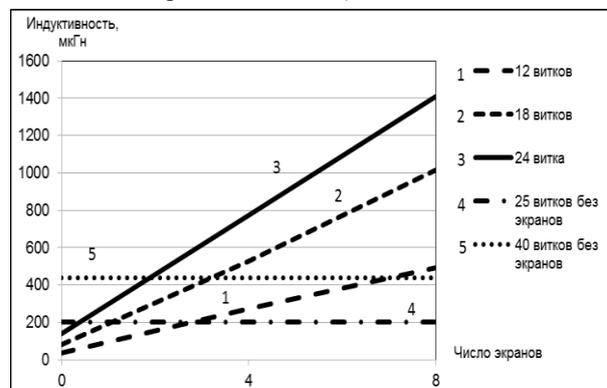


Рис. 5. Результаты измерения зависимости индуктивности всех типов исследуемых реакторов от числа магнитных экранов

Для наглядности на рис. 5 эти характеристики представлены в виде зависимостей величины индуктивности от количества магнитных экранов.

Из представленных кривых видно, что установка магнитных экранов оказывает весьма существенное влияние на индуктивность многослойных катушек – ее можно увеличить в разы и даже в десятки раз.

Очевидно, что эту закономерность можно использовать для существенного уменьшения витков токопровода, его длины, а соответственно, для снижения массогабаритных размеров реакторов помехоподавления.

4. Экспериментальное определение влияния магнитных экранов на частотные характеристики подавления многослойных катушек.

Измерения проводились на 3 описанных выше образцах с числом витков соответственно, 12, 18 и 24. В качестве контрольного на каждой катушке проводилось также измерение значения индуктивности и частотной характеристики (зависимости приведённого коэффициента пропуска катушки от частоты) подавления в отсутствие экранов.

Результаты измерения частотных характеристик исследуемых образцов реакторов помехоподавления представлены на рис. 6 (для образца с числом витков катушки 12), рис. 7 (для образца с числом витков катушки 18) и рис. 8 (для образца с числом витков катушки 24). На каждом из этих графиков представлено по 3 частотных зависимости для каждого из реакторов, измеренных для каждой из катушек с различным числом магнитных экранов (0, 4, и 8).

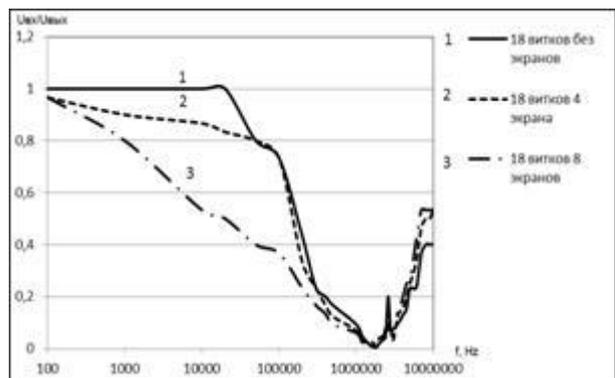


Рис. 6. Частотная характеристика подавления образца реактора с 12 витками катушки индуктивности: кривая 1 – для катушки без магнитных экранов, 2 – с 4 магнитными экранами, 3 – с 8 магнитными экранами

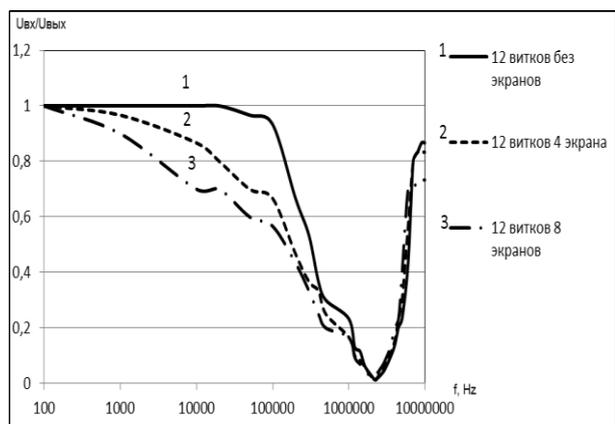


Рис. 7. Частотная характеристика подавления образца реактора с 18 витками катушки индуктивности: кривая 1 – для катушки без магнитных экранов, 2 – с 4 магнитными экранами, 3 – с 8 магнитными экранами

Для сравнения полученных характеристик с характеристиками прототипов (реакторов помехоподавления без магнитных экранов, с количеством витков, соответственно, 25 и 40) наиболее близкие к прототипам частотные характеристики образцов сведены на общие графики - для реактора помехоподавления с 40 витками - на рис. 9, для реактора помехоподавления с 25 витками - на рис. 10.

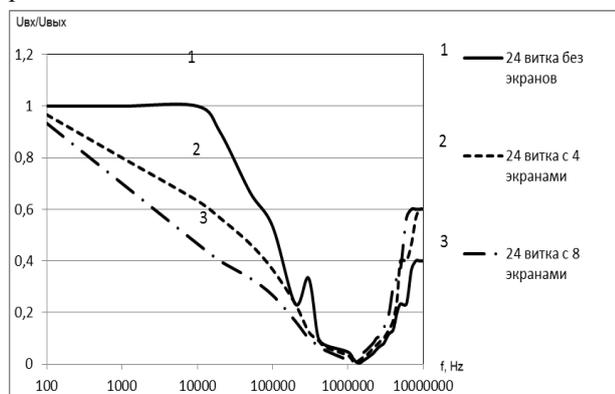


Рис. 8. Частотная характеристика подавления образца реактора с 24 витками катушки индуктивности: кривая 1 – для катушки без магнитных экранов, 2 – с 4 магнитными экранами, 3 – с 8 магнитными экранами

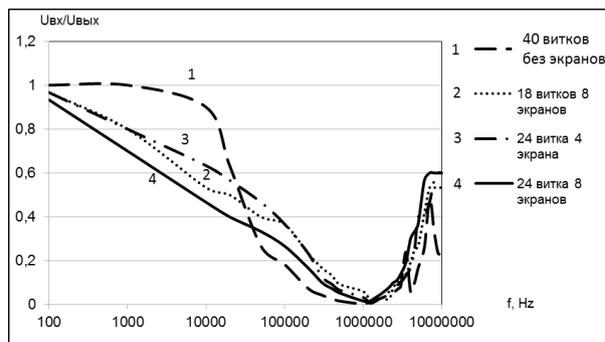


Рис. 9. Сравнение частотных характеристик подавления воздушной катушки с общим количеством витков, равным 40 (кривая 1), с наиболее соответствующими ей частотными характеристиками исследуемых реакторов.

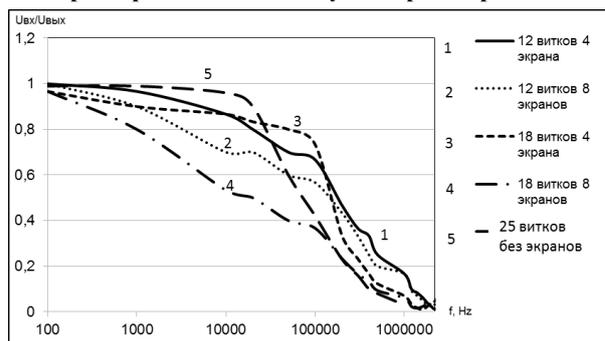


Рис. 10. Сравнение частотных характеристик подавления воздушной катушки с общим количеством витков, равным 25, с наиболее соответствующими ей частотными характеристиками исследуемых реакторов.

Проведенный анализ показывает, что по совокупности характеристик реактор с 25 витками и без магнитных экранов может быть заменен на исследуемый образец с 18 витками катушки и 8 магнитными экранами, при этом будет реализован весьма существенный запас по коэффициенту подавления во всем исследуемом диапазоне частот. На образце с 12 витками катушки и 8 магнитными экранами в большей части диапазона частот коэффициент подавления также выше, чем на прототипе, однако существует частотная область (от ~ 80 кГц до ~ 1,5 МГц), где он несколько меньше. Зато в важной для подавления высших гармоник области частот выше 1,5 МГц, коэффициент подавления исследуемого образца опять выше, чем у прототипа. Можно с уверенностью сказать, что при оптимизации конфигурации магнитных экранов на образце с 12 витками катушки и 8 магнитными экранами удастся уверенно получить коэффициент подавления выше, чем у прототипа во всем диапазоне частот.

Из сравнения исследуемых образцов с реактором с 40 витками и без магнитных экранов следует, что последний можно заменить на исследуемый образец с 24 витками катушки и также с 8 магнитными экранами. При этом будет обеспечен более чем существенный запас по коэффициенту подавления в большей части исследуемого диапазона (его значения чуть ниже в диапазоне от ~ 70 кГц до ~ 1,0 МГц). Близкие характеристики получены и на образце с 18 витками катушки и 8 магнитными экранами (здесь значения коэффициента подавления несколько

ниже, чем на прототипе, в диапазоне от ~ 50 кГц до $\sim 1,2$ МГц). Зато в важной для подавления высших гармоник области частот выше $1,0\div 1,2$ МГц коэффициент подавления обоих исследуемых образцов опять выше, чем у прототипа. Причем, судя по кривым на графике, у исследуемых образцов отсутствуют в этой области достаточно высокодобротные резонансы, имеющиеся у прототипа, что возможно также обусловлено наличием магнитных экранов.

Практически очевидно, что при оптимизации конфигурации магнитных экранов удастся получить коэффициент подавления на образце с 18 витками катушки выше, чем у прототипа, во всем диапазоне частот.

При этом полученные на этих образцах значения индуктивности (см. рис. 5) существенно превышают измеренные значения индуктивности у прототипов.

Некоторое превышение коэффициентов подавления этих исследуемых образцов над соответствующими характеристиками прототипов, а главное – сдвиг максимумов коэффициентов подавления в более высокочастотную область, позволяет надеяться, что при небольшой дополнительной проработке, направленной на оптимизацию конфигурации магнитных экранов, удастся получить:

- параметры не хуже, чем у катушки с 25 витками без экранов на катушке с 12 витками и с 8 магнитными экранами;

- параметры не хуже, чем у катушки с 40 витками

без экранов на катушке с $18\div 20$ витками и с 8 магнитными экранами.

5. Заключение.

Проведенный расчет магнитных полей многослойных катушек индуктивности позволил определить приблизительное расположение и примерную конфигурацию магнитных экранов, обеспечивающих максимальное увеличение значений индуктивности и рост величины подавления паразитных электромагнитных колебаний, обеспечиваемых в этих катушках. Следует отметить, что выполненные в настоящей работе экспериментальные исследования проводились в отсутствии больших величин постоянного электрического тока, протекающего по исследуемым катушкам.

Проведенные в работе экспериментальные исследования позволили осуществить выбор конструкции двух типов реакторов помехоподавления с требуемыми характеристиками (заданной величиной индуктивности и требуемой частотной характеристикой подавления).

В реальных условиях работы этих устройств, по ним протекает постоянный ток, значения которого достигают сотен ампер. В этой связи во второй части работы проводится исследование влияния насыщающего магнитные экраны постоянного тока, на значения индуктивности и частотные характеристики подавления многослойных катушек.

Библиографический список

1. Ефремов И. С., Косарев Г. В. Теория и расчёт троллейбусов (электрическое оборудование). М., «Высшая школа», 1981. – 248 с.
2. Корягина Е. Е., Коськин О. А. Электрооборудование трамваев и троллейбусов. М., «Транспорт», 1982. – 296 с.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Учеб. Пособие: Для вузов. В 5 т. Т. III. Электричество. – 4-е изд., стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ Изд-во МФТИ, 2004. – 656 с.
4. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. 2-е изд., перераб. - М.: Наука, Гл. ред. физ-мат. лит., 1982.— 496с.

ANALYSIS OF ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN MULTILAYER INDUCTORS MAGNETICALLY SHIELDED. PART 1. THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION AND THE INFLUENCE OF SHIELDS ON THE VALUE OF THE INDUCTANCE OF THE COIL AND ITS FREQUENCY RESPONSE SUPPRESSION CHARACTERISTIC.

V.M. Nosachev, I.A. Kornev, A.I. Timopheev, V.S. Yavchunovsky

The analysis processes of multilayer inductors made of insulated wire. The calculation of magnetic fields distribution in space around the coils was carried out. Based on it authors have determined the approximate location and configuration of magnetic cores providing a maximum increase of inductance values and increase the value of the electromagnetic noise suppression of these coils. Experimental study and obtained the dependences of the inductance and the frequency characteristics on the number of turns of the coils and the configuration of their magnetic shields.

**АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В МНОГОСЛОЙНЫХ КАТУШКАХ
ИНДУКТИВНОСТИ С МАГНИТНЫМИ ЭКРАНАМИ. Ч. 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭКРАНОВ НА ВЕЛИЧИНУ ИНДУКТИВНОСТИ КАТУШКИ И ЕЕ
ЧАСТОТНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ПОДАВЛЕНИЯ ПРИ ПОДМАГНИЧИВАНИИ
ПРОТЕКАЮЩИМИ ПО НЕЙ БОЛЬШИМИ ПОСТОЯННЫМИ ТОКОВ**

В.М. Носачев, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев

Носачёв Владимир Михайлович, технический директор ООО НПФ «Этна»

Корнев Игорь Александрович, аспирант первого года обучения ФНБМТ СГУ

Тимофеев Антон Игоревич, аспирант первого года обучения физического факультета СГУ

Проведено экспериментальное исследование влияния магнитных экранов на величину индуктивности и частотные характеристики подавления многослойных катушек индуктивности при пропускании по ним больших постоянных токов. Изучены характеристики насыщения различных используемых материалов, из которых изготавливаются магнитные экраны. Установлены основные закономерности и даны практические рекомендации по проектированию многослойных катушек индуктивности с усиливающими их характеристики магнитными экранами.

1. Введение.

В первой части настоящей работы [1] изложены основные подходы к созданию нового типа конструкций малогабаритных реакторов помехоподавления для подвижных средств электрического транспорта. Они используются для снижения уровня помех, создаваемых двигателем и другим электрооборудованием, для чего должны обладать высокими значениями индуктивности и быть способными пропускать токи большой величины [2,3].

Одной из основных задач, решаемых в работе [1], при создании реакторов помехоподавления является минимизация их габаритов, массы и стоимости. Эта задача решалась за счет введения в конструкцию реакторов магнитных экранов, располагающихся вокруг основы реактора – катушки индуктивности. При этом введение экранов обеспечивало минимизацию количества витков катушки, что и приводило к снижению ее габаритов, массы и стоимости.

Сам реактор помехоподавления представлял собой многослойную катушку индуктивности, намотанную изолированным медным проводом. Такой вариант конструкции реактора наиболее прост в изготовлении. Незначительно усложнялся этот конструктив и при введении охватывающий все слои катушки магнитных экранов

В работе [1] на основе проведенного в ней расчета магнитных полей многослойных катушек удалось определить наиболее эффективные расположение и конфигурацию магнитных экранов, обеспечивающих максимальное увеличение значений индуктивности и рост величины подавления паразитных электромагнитных колебаний, обеспечиваемых в этих катушках. Проведенные в работе теоретические и экспериментальные исследования позволили осуществить выбор конструкции двух типов реакторов помехоподавления с требуемыми характеристиками (заданной величиной индуктивности и требуемой частотной характеристикой подавления).

Однако все выполненные в этой работе исследования проводились в отсутствие больших величин постоянного электрического тока, протекающего по исследуемым катушкам.

В реальных условиях работы этих устройств, по ним протекает постоянный ток, значения которого достигают сотен ампер. В этой связи во второй части

работы проводится исследование влияния насыщающего магнитные экраны поля постоянного тока, на значения индуктивности и частотные характеристики подавления многослойных катушек.

Теоретическое исследование этих зависимостей не предпринималось ввиду сложности корректного физического описания процессов насыщения магнитотвердых материалов и большим разбросом реализуемых в них значений магнитной проницаемости (особенно если учитывать и их частотные характеристики). Поэтому предпочтение было отдано экспериментальным методам исследования.

Следует отметить, что измерение индуктивности и частотных характеристик подавления катушек индуктивности в условиях протекания по ним больших величин постоянного электрического тока является также достаточно сложной технической задачей. В этой части работы описывается разработанная схема и методика проведения этих измерений и приводятся их основные результаты. Исследуется влияние конфигурации магнитных экранов, материала, из которого они изготовлены, на вклад, вносимый ими в характеристики многослойных катушек индуктивности.

2. Описание методики и экспериментальной схемы.

Основной задачей при создании методики измерения катушек индуктивности при пропускании по ним большого постоянного тока и собственно измерительной схемы являлось исключение влияния электрических наводок на результаты измерений. С этой целью была разработана схема (рис.1), включающая 3 катушки (включая измеряемую многослойную катушку), с близким по величине значением индуктивности.

Измерения проводятся путём измерения полного импеданса катушки индуктивности в отсутствие и при протекании по ней большого постоянного тока. На первом этапе измерения источник постоянного тока отсоединён, точка 3 на схеме замкнута на землю, по измерительной цепи протекает синусоидальный сигнал от переменного источника. Измеряется падение напряжения между всеми последовательными элементами цепи и «землёй» Затем источник постоянного тока включается в цепь, и измерения повторяются. Измерения проводятся при

различных значениях постоянного тока, обеспечиваемых выбором значения резистора R1.

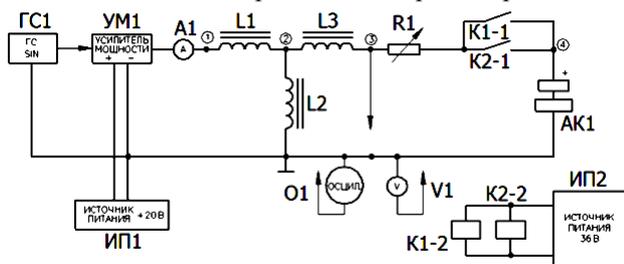


Рис.1. Принципиальная электрическая схема измерительной установки: ГС1 – генератор синусоидального сигнала, УМ1 – усилитель мощности синусоидальных колебаний генератора, А1 – амперметр, L2 и L3 – измеряемые реакторы одинакового номинала, L1 – эталонная катушка индуктивности, R1 – мощный переменный резистор, K1 и K2 – реле-размыкатель цепи, ИП1 и ИП2 – источники тока, О1 – осциллограф, V1 – вольтметр, АК1 – литий-ионные батареи, применяемые в троллейбусах в качестве резервных источников питания.

3. Экспериментальное исследование влияния величины протекающего по многослойной катушке постоянного тока на величину ее индуктивности. Исследование эффекта насыщения влияния экранов.

В рамках проводимых в настоящем разделе исследований изучались оба типа описанных в работе [1] реакторов помехоподавления (многослойных катушек индуктивности с магнитными экранами при различных уровнях протекающего по ним постоянного тока. Как уже упоминалось ранее [1], экраны были сформированы из 10 витков ленты из электромагнитной стали сечением $30 \times 0,35$ мм, навитыми вокруг всех слоев и рядов токопровода.

Результаты этих измерений (рис.2) свидетельствуют о том, что уже при достаточно небольших значениях тока наступает сильное насыщение магнитных экранов.

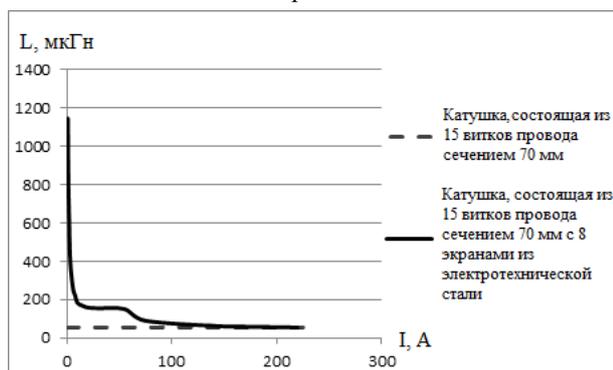


Рис.2. Зависимость индуктивности реактора с 15 витками провода сечением 70 мм^2 и 8 магнитными экранами от величины постоянного тока. Пунктирной линией показано значение индуктивности того же реактора без магнитных экранов.

Далее была предпринята попытка увеличить индуктивность, путем добавления дополнительных слоев экранов из электротехнической стали (от 10 до 25 витков). При этом исследовалась как сама индуктивность катушки, так и её изменение при подмагничивании постоянным током. Зависимость индуктивности от слоев и от тока представлена на рис. 3 и рис. 4, соответственно.

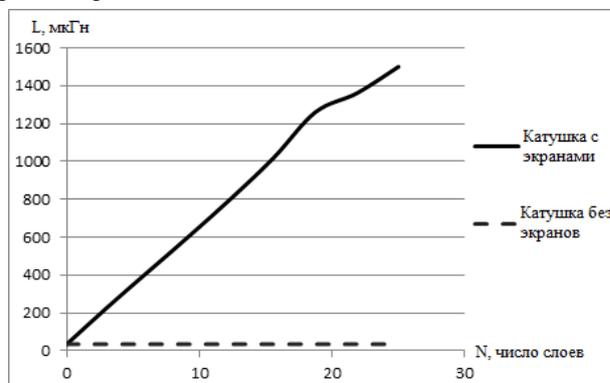


Рис.3. Зависимость индуктивности реактора с 8 магнитными экранами из электротехнической стали от числа витков намотанных на неё экранов. Пунктирной линией показано значение индуктивности того же реактора без магнитных экранов

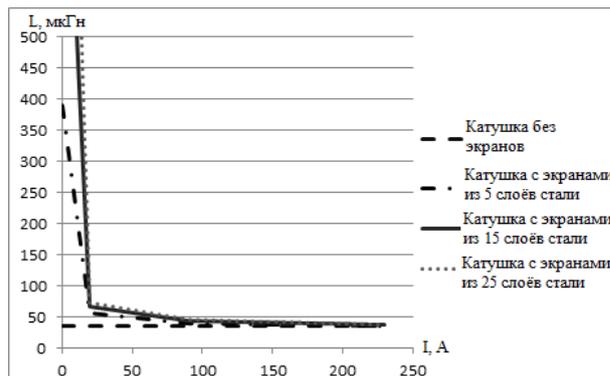


Рис.4. Зависимость индуктивности реактора из 12 витков провода с 8 магнитными экранами из электротехнической стали от протекающего по нему постоянного тока.

Из полученных результатов следует, что при увеличении количества витков (массы электротехнической стали) насыщение сдвигается в область больших токов. Реально при достаточно большом количестве витков представляется возможным:

- для токов порядка 20 А увеличить значения индуктивности за счет магнитных экранов на 105%;
- для токов порядка 50 А - на 72%;
- для токов порядка 100 А - на 25%;
- для токов порядка 150 А - на 15%;
- для токов порядка 200 А - на 10%.

Это позволяет достаточно эффективно использовать магнитные экраны для снижения числа витков многослойных катушек, и добиться, соответственно, значительного снижения габаритов и массы выполненных на этих принципах реакторов помехоподавления.

Однако с целью получения еще большей эффективности от введения магнитных экранов была

сделана попытка варьирования материала, из которого они выполнялись.

4. Анализ влияния материала экрана на скорость его насыщения создаваемыми большими токами магнитными полями, на прирост индуктивности катушки и ее изменение при протекании больших токов.

Была высказана гипотеза, что при переходе на материалы с меньшими значениями магнитной проницаемости, при использовании которых прирост величины индуктивности в отсутствие протекающего тока будет естественно меньше, они одновременно будут меньше подвержены насыщению создаваемым постоянным током магнитным полем.

При всей неочевидности этого предположения проверка его подтвердила, что при использовании вместо электротехнической стали (магнитная проницаемость $\mu = 4000$) обычной низкоуглеродистой стали 3 (магнитная проницаемость $\mu = 220$) весьма существенный эффект был достигнут.

Полученные результаты (рис. 5) действительно свидетельствуют, что увеличение значения индуктивности при увеличении числа витков экрана в отсутствие тока при использовании стали 3 значительно слабее, чем при использовании электротехнической стали.

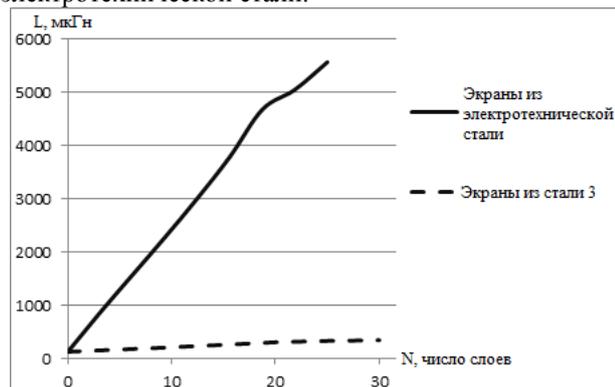


Рис. 5. Зависимость индуктивности многослойных катушек (24 витка токопровода и 8 магнитных экранов) от количества слоев стали в магнитном экране.

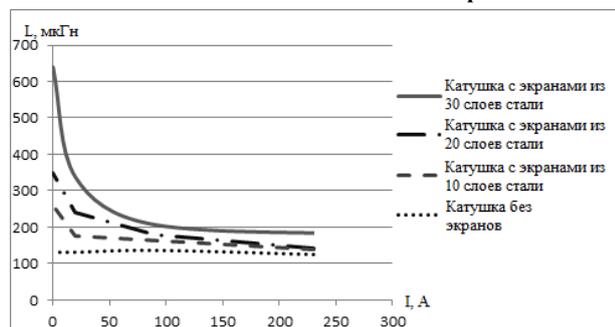


Рис.6. Зависимость индуктивности реактора с 24 витками токопровода и 8 магнитными экранами из стали 3 от величины постоянного тока.

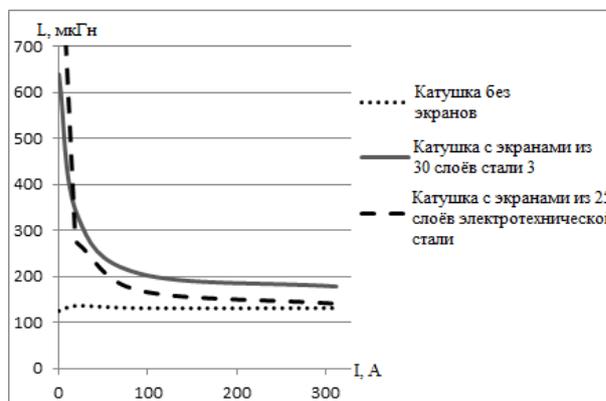


Рис.7. Зависимость индуктивности реактора с 24 витками токопровода и 8 магнитными экранами из стали 3 от величины постоянного тока для экранов, намотанных из 30 витков.

Однако, при пропускании через эти катушки постоянного тока большой величины при использовании стали 3 наблюдалось существенно меньшая зависимость насыщения экранов и падения значения индуктивности от величины тока, чем при использовании электротехнической стали (рис. 6,7)

Из представленных результатов видно, что с использованием экранов из этого материала удастся гораздо добиться существенно большего эффекта по улучшению характеристик реакторов. В этом случае, увеличивая число витков экрана до $40 \div 50$, удастся увеличить индуктивность многослойной катушки:

- для токов порядка 20 А на 160%;
- для токов порядка 50 А - на 108%;
- для токов порядка 100 А - на 62%;
- для токов порядка 150 А - на 47%;
- для токов порядка 200 А - на 37%.

Можно предположить, что полученный, достаточно неочевидный результат обусловлен подвижностью доменов в рассмотренных магнитотвердых материалах. Для более корректного понимания этих результатов впоследствии будет предпринято более подробное и углубленное исследование.

5. Выбор окончательных конфигураций магнитных экранов и многослойных катушек индуктивности с магнитными экранами в целом

По результатам проведенного экспериментального исследования были выбраны конфигурации 2-х типов многослойных катушек с экранами из стали марки ст.3 (рис. 8):

- катушка с 15 витками токопровода из изолированного провода сечением 70 мм^2 , 8 магнитными экранами по 30 витков в каждом;
- катушка с 24 витками токопровода из изолированного провода сечением 50 мм^2 , 8 магнитными экранами по 30 витков в каждом.

На этом реакторе помехоподавления получены существенно лучшие значения индуктивности, чем у производящихся ныне прототипов. В частности, для реактора, работающего при средних значениях постоянного тока порядка 100 А - порядка 150 мкГн;

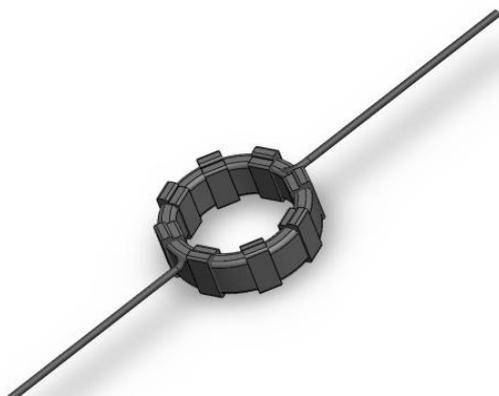


Рис. 8. Изображение реактора помехоподавления с магнитными экранами из стали 3

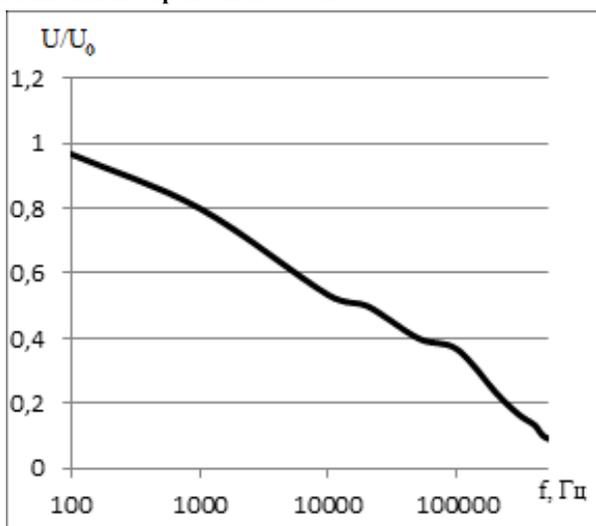


Рис. 9. Частотная характеристика подавления разработанного радиореактора. Здесь приведена зависимость амплитуды пропускаемого катушкой индуктивности сигнала по отношению к поданному на неё сигналу. Видно, что приемлемое значение коэффициента подавления достигается уже с частот порядка 10 кГц. Испытанная катушка состояла всего из 15 витков провода, охваченных 8 экранами из стали 3.

Частотная характеристика подавления разработанных на основе описанных в настоящей работе принципов реакторов (рис.9) обеспечивает достаточно значительное подавление паразитных колебаний, обладая меньшими, чем у их функциональных аналогов массой и габаритами.

6. Заключение.

Проведённые в ходе данной работы экспериментальные исследования сильноточных катушек индуктивности позволили изучить некоторые важные параметры этих катушек при их рабочих режимах работы. При протекании больших постоянных токов по проводу, из которого состоит катушка, их магнитное поле насыщает материал применяемых для повышения индуктивности магнитных экранов, снижая эффект их воздействия. Достаточно предсказуемым результатом экспериментов явилось сильное снижение воздействия экранов из магнитомягкой электротехнической стали при повышении напряжённости постоянного подмагничивающего поля, а также зависимость этого эффекта от объёма и массы наматываемого на катушку экрана.

Неожиданным и положительным результатом проведённой работы стало значительное увеличение индуктивности исследуемых катушек при применении экранов из обычной низкоуглеродистой стали приблизительно той же массы и объёма, проявляющееся именно в области больших токов. Применение опробованных в данной работе решений позволяет значительно снизить себестоимость и материалоемкость производства реакторов помехоподавления, уменьшить длину применяемого в каждой катушке провода – а значит, габариты и массу изделия. Также следует отметить, что катушки с меньшей длиной провода имеют меньшее активное сопротивление, что сокращает выделение в них тепла и позволяет ещё больше сократить их массу и габариты, повысить эксплуатационные характеристики и надёжность изделий.

Библиографический список

1. Ефремов И. С., Косарев Г. В. Теория и расчёт троллейбусов (электрическое оборудование). М., «Высшая школа», 1981. – 248 с.
2. Корягина Е. Е., Коськин О. А. Электрооборудование трамваев и троллейбусов. М., «Транспорт», 1982. – 296 с.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Учеб. Пособие: Для вузов. В 5 т. Т. III. Электричество. – 4-е изд., стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ Изд-во МФТИ, 2004. – 656 с.
4. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. 2-е изд., перераб. - М.: Наука, Гл. ред. физ-мат. лит., 1982.— 496с.

ANALYSIS OF ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN MULTILAYER INDUCTORS WITH MAGNETIC SHIELDS. PART 2. EXPERIMENTAL STUDY OF THE INFLUENCE OF SHIELDS ON THE VALUE OF THE INDUCTANCE AND ITS FREQUENCY RESPONSE SUPPRESSION WITH MAGNETIC FIELDS PRODUCING BY FLOWING THROUGH IT LARGE DC CURRENT

V.M. Nosachev, I.A. Kornev, A.I. Timopheev

An experimental study of the multilayer inductors and influence of magnetic screens on the value of the inductance and suppression frequency characteristics when passing through them large DC currents. The characteristics of the saturation studied for various materials which are made of magnetic shields. The paper gives basic laws and practical recommendations for the design of multilayer inductors with magnetic shielding reinforcing their characteristics.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕАКТОРАХ ПОМЕХОПОДАВЛЕНИЯ.

Ч. 1. РАСЧЁТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОКОВОГО НАГРУЖЕНИЯ ИЗОЛИРОВАННОГО ПРОВОДА

А.Н. Якунин, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев

Якунин Александр Николаевич, д. ф-м.н., руководитель сектора института
проблем точной механики и управления РАН

Корнев Игорь Александрович, аспирант первого года обучения ФНБМТ СГУ

Тимофеев Антон Игоревич, аспирант первого года обучения физического факультета СГУ

Проведено расчётно-экспериментальное исследование тепловых процессов в одиночном изолированном проводе при прохождении по нему больших токов (сотни ампер). Получены необходимые данные для проведения более сложных расчетов реакторов помехоподавления - многослойных катушек индуктивности, изготовленных из этого провода. Проведенный эксперимент позволил впоследствии разработать методику измерения тепловых режимов многослойных катушек индуктивности, изготовленных из изолированного провода.

1. Введение.

В электрическом оборудовании городского электротранспорта существуют мощные источники электромагнитных помех (паразитных электромагнитных колебаний). К этим источникам относятся дребезг контактов силовых переключателей, шумы в транзисторных схемах коммутации, и гармоники тока, возникающие при генерации электричества тяговым двигателем в режиме торможения. Как следствие, подвижные средства являются источниками радиопомех в широком диапазоне частот. Для подавления паразитных электрических колебаний в подвижных средствах городского электрического транспорта используются реакторы (дрессели) помехоподавления.

Обычно - это индуктивности, которые выполнены из изолированного электропровода большого сечения, включенные между контактным проводом (штангами токоприёмника) и силовой электрической схемой подвижного средства электротранспорта. Они должны оказывать как можно меньшее сопротивление постоянному току, питающему транспортное средство, и подавлять переменные составляющие тока, возникающие в контактной сети или самом транспортном средстве. Таким образом, конструктивное исполнение реактора помехоподавления должно обеспечивать одновременное удовлетворение следующим требованиям □ низкое активное сопротивление, возможность пропускать в продолжительном режиме токи в несколько сотен ампер и иметь значительную индуктивность (порядка 500 мкГн) для подавления паразитных электромагнитных колебаний в диапазоне частот от сотен герц до единиц мегагерц. В работе [1] были описаны способы достижения наибольшей индуктивности катушки (с использованием специальных магнитных экранов), при возможно меньшем количестве витков и, соответственно, минимальной длине токопровода. Там же были обоснованы преимущества использования в качестве токопровода готового изолированного провода с изоляцией из кремнийорганической резины.

Естественно на габариты, массу и стоимость реакторов в большой степени влияет выбор токопроводящего сечения провода, что приводит к

необходимости его минимизации. При этом необходимо учитывать выделение Джоулева тепла в витках катушки, весьма значительное при токах в несколько сотен ампер.

С этой целью было проведено экспериментальное исследование тепловых режимов одиночных изолированных проводов различного сечения и выполненных из него многослойных катушек, а также теоретическое исследование проблем теплосъема с этих элементов, включая различные варианты организации отвода тепла из центральных областей катушки. В первой части настоящей работы приводится описание теоретических и экспериментальных исследований одиночного провода ПГРО сечением 50 мм².

2. Экспериментальное исследование теплового режима изолированного провода при протекании по нему больших токов

Для проведения токовых испытаний была собрана специальная установка (рис. 1), в состав которой входили:

- источник питания постоянного тока (тяговая батарея ионно-литиевых аккумуляторов троллейбуса с суммарным напряжением 24В);
- штатные датчики температуры (мультиметры с дискретной индикацией измеряемой температуры в 1°C);
- балластный резистор с изменяемым сопротивлением;
- силовой прерыватель;
- соединительные провода;
- датчики тока и напряжения на исследуемом объекте;
- исследуемый провод.

Во избежание влияния краевых эффектов отрезок провода ПГРО-50 был выбран достаточной длины (чтобы теплообмен на его краях был пренебрежимо мал по сравнению с отдачей тепла по длине провода), а измерения проводились в центральной точке по длине провода. Сам провод во время эксперимента подвешивался в воздухе. Максимальная достигнутая на эксперименте мощность тепловой нагрузки провода - 16,6 Вт/м, что соответствует току 170А. Длина провода - 5,5 м. Температура окружающей среды - 29÷30°C.

3. Результаты температурных измерений

Результаты изменения температуры во времени на медном проводе и на наружной поверхности электроизолирующей оболочки представлены на рис. 1 (время нагрева 1 мин. 40 сек.) и рис. 2 (время нагрева 5 мин.), соответственно.

Измеренные значения температуры окружающей среды и температуры наружной поверхности провода позволяют определить результирующий коэффициент теплоотдачи, соответствующий теплосъёму за счёт естественной конвекции и излучения [1] работы [2]. При проведении расчёта использованы, с одной стороны, данные о диаметре провода и измеренных уровнях температуры, и, с другой стороны, - критериальные соотношения, являющиеся обобщением многочисленных экспериментальных данных, и приведённые в монографии [2] номограммы. Расчёт по критериальным соотношениям даёт:

- коэффициент теплоотдачи естественной конвекции равен $8,8 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{°C}$.

- коэффициент теплоотдачи, соответствующий теплосъёму излучением, - до $6,0 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{°C}$.

Отсюда теоретический результирующий коэффициент теплоотдачи составляет $14,8 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{°C}$.

При расчёте по результатам обеих серий экспериментов величина коэффициента теплопроводности материала кремнийорганической изоляции оказалась близкой к $\lambda=0,26 \text{ В/м} \cdot \text{°C}$.

Поэтому при построении конечно-элементной модели [3] нестационарной теплопроводности в проводе в качестве начального приближения использовалось найденное значение коэффициента теплопроводности и рассчитанное значение коэффициента теплоотдачи $\alpha_{\text{п}}=14,8 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{°C}$.

Следует обратить внимание на то, что по результатам на рис. 2 и 3 нельзя сделать однозначного вывода о достижении стационарного режима при исследованных временах экспозиции тепловой нагрузкой на исследуемый провод. Из-за этого найденные значения коэффициента теплоотдачи на поверхности провода, коэффициента теплопроводности материала кремнийорганической изоляции, другие его теплофизические свойства могут быть приняты лишь в качестве начального приближения. Оценка уровня результирующего коэффициента теплоотдачи, проведённая на основе полученных экспериментальных данных с учётом погрешности измерения температур, даёт интервал $16,1-20,1 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{°C}$.

Обнаруженное превышение найденного уровня результирующего коэффициента теплоотдачи по сравнению с расчётным можно, видимо, объяснить неучтённым (при выборе коэффициента теплоотдачи) наличием неучтенного ранее конвективного теплоотвода. Это связано с попаданием на исследуемый провод слабого воздушного потока от

вентилятора, используемого в установке для охлаждения нагрузочных резисторов.

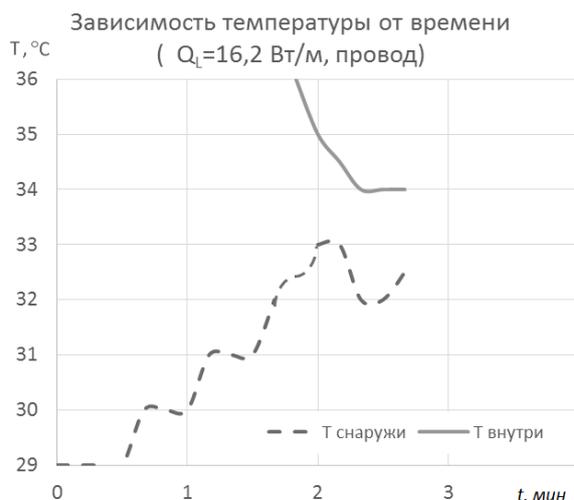


Рис. 1. Зависимость температур на жиле провода и на кремнийорганической изоляции при нагреве в течение 2-х минут и последующем охлаждении.

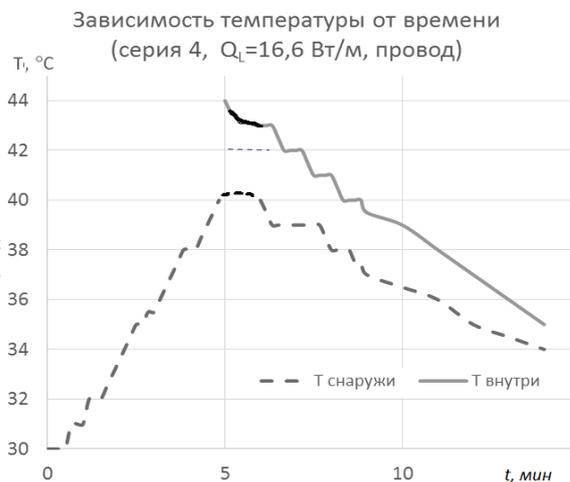


Рис. 2. Зависимость температур на жиле провода и на кремнийорганической изоляции при нагреве в течение 5-ти минут и последующем охлаждении.

Имея в распоряжении данные о кинетике изменения температур в различающихся по радиальной координате точках провода, в качестве критерия для возможной корректировки теплофизических параметров математической модели можно принять минимизацию разности температур между теоретическими и экспериментальными распределениями температуры во времени.

4. Обработка результатов эксперимента. Определение коэффициента теплопроводности изоляции провода и тепловых сопротивлений на границе «изоляция провода - окружающая среда».

Используемые при расчёте значения теплофизических параметров:

для меди:

- коэффициент теплопроводности $\lambda_1=390 \text{ В/м} \cdot \text{°C}$;
- удельная теплоёмкость $C_1=385 \text{ Дж/кг} \cdot \text{°C}$;
- плотность $\rho_1=8890 \text{ кг/м}^3$;

для кремнийорганической изоляции:

- коэффициент теплопроводности $\lambda_2=0,26 \text{ В/м}\cdot\text{°С}$;
- удельная теплоёмкость $C_2=1150 \text{ Дж/кг}\cdot\text{°С}$;
- плотность $\rho_1=1160 \text{ кг/м}^3$

Принципиальную роль при анализе экспериментальных данных играют характеристики экстремумов кривых – значения и времени их достижения.

Так, из рис.2 следует, что максимум температуры жилы медного провода совпадает с конечным временем приложения токовой нагрузки ($t=5 \text{ мин}$), а для наружной поверхности изоляции максимум температуры запаздывает на 20 с.

Задача нестационарной теплопроводности в проводе решена численным методом конечных элементов в двумерном приближении [3] – в поперечном сечении провода. Математическое моделирование проведено с использованием программного комплекса COMSOL [4]. Такая модель будет базовой в плане её развития для дальнейшего рассмотрения температурного поля реактора в целом. На рис. 3 приведено полученное расчётное распределение температуры в сечении провода в процессе нагрева (в течение действия тепловой нагрузки), полученные для оценки сверху в условиях адиабатической поверхности провода – отсутствия теплообмена с окружающей средой. На графике приводится распределение по сечению провода разности его температуры T_p и окружающей среды T_c , которое возникает после 30 с нагрева.

Из анализа дальнейшей эволюции распределения температурного поля в сечении вдоль диаметра провода видно (см. рис. 4), что основной температурный перепад в радиальном направлении приходится на область кремнийорганической изоляции, причём уже через 30 с он составляет $0,7 \text{ °С}$, а через 4,5 мин. увеличивается лишь до $1,0 \text{ °С}$.

Вместе с этим уровень максимальной температуры к концу пятой минуты достигает 50 °С , что заметно выше зарегистрированного экспериментально уровня температуры и свидетельствует об ожидаемом значительном влиянии теплосъёма естественной конвекцией и излучением.

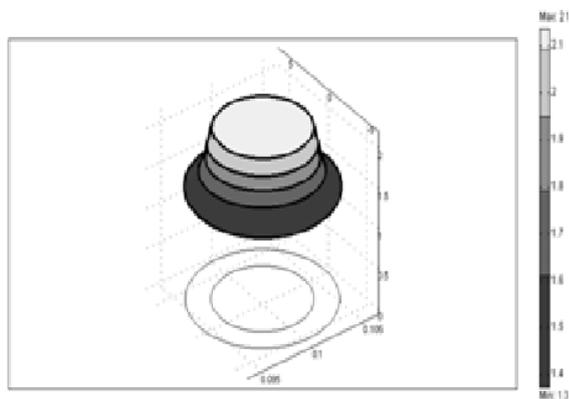


Рис. 3. Распределение температурного поля поперечного сечения провода (медной жилы и окружающей ее изоляции) в момент времени $t=30 \text{ с}$ (адиабатическое приближение).

Результаты расчёта температурного поля с учётом теплосъёма с наружной поверхности провода, который характеризуется приведённым коэффициентом теплоотдачи $\alpha_{П}=14,8 \text{ Вт/м}^2 \text{ °С}$, приведены на рис. 5 и 6.

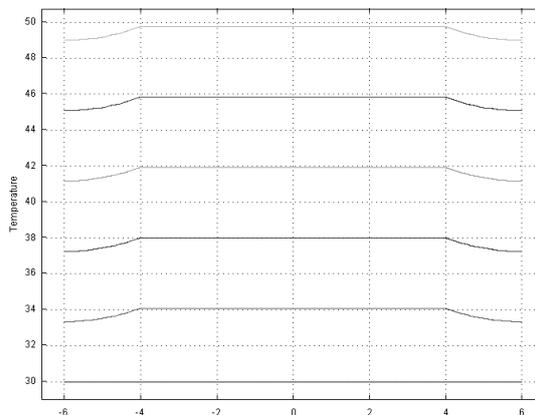


Рис. 4. Распределение температуры в сечении по диаметру провода в моменты времени $t=0 \dots 5 \text{ мин}$, шаг по времени между кривыми в направлении снизу-вверх составляет 1 мин

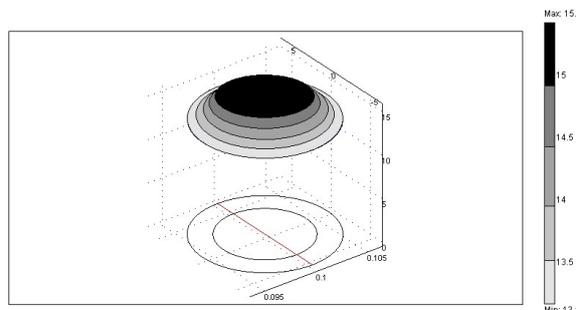


Рис. 5. Распределение температурного поля поперечного сечения провода в момент времени $t=5 \text{ мин}$ (расчёт с учётом теплосъёма)

Сравнение с экспериментальными данными позволяет сделать вывод, что уровень максимальной температуры в стационарном режиме выше, чем зарегистрированный при испытаниях. Одновременно с этим температурный перепад по толщине изоляции ниже наблюдаемого экспериментально. Поэтому для настройки математической модели (с учетом полученных эмпирических результатов) необходимо провести корректировку расчётных параметров. Методом последовательных приближений найдены следующие параметры, обеспечивающие удовлетворительное согласование по уровню температур и температурных перепадов в экстремуме, а именно:

$\lambda_2=0,15 \text{ В/м}\cdot\text{°С}$ – приводится в литературе [5] как допустимое значение для кремнийорганического полимера;

$\rho_1=1650 \text{ кг/м}^3$ – приводится в литературе [5] как допустимое значение для кремнийорганического полимера;

$\alpha_{П}=18,0 \text{ Вт/м}^2 \text{ °С}$ – учитывает определённую степень интенсификации конвективного теплообмена в условиях естественной конвекции, обусловленную в эксперименте, по всей видимости, работающим в помещении вентилятором охлаждения нагрузочных резисторов.

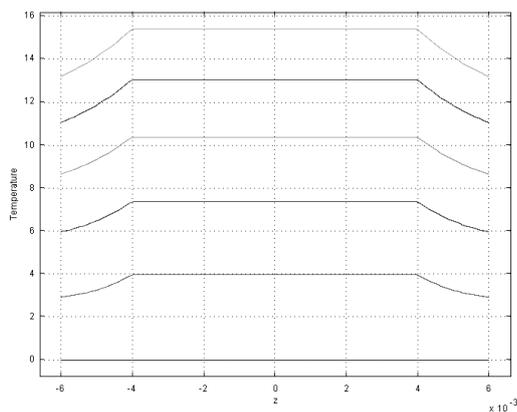


Рис. 6. Распределение температуры в сечении по диаметру провода в моменты времени $t=0 \dots 5$ мин, шаг по времени между кривыми в направлении снизу-вверх составляет 1 мин (расчёт с учётом теплоёмкости)

Распределение температуры по сечению провода, полученное из решения со скорректированными параметрами, а также расчётные кривые изменения температур медного проводника и наружной поверхности изоляции провода во времени представлены на рис. 7 и 8.

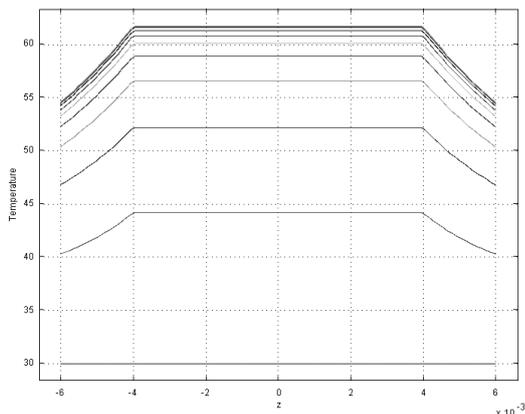


Рис. 7. Распределение температуры T в сечении по диаметру провода в моменты времени $t=0 \dots 50$ мин, шаг по времени между кривыми в направлении снизу-вверх составляет 5 мин (расчёт со скорректированными параметрами, время нагрева 50 мин.)

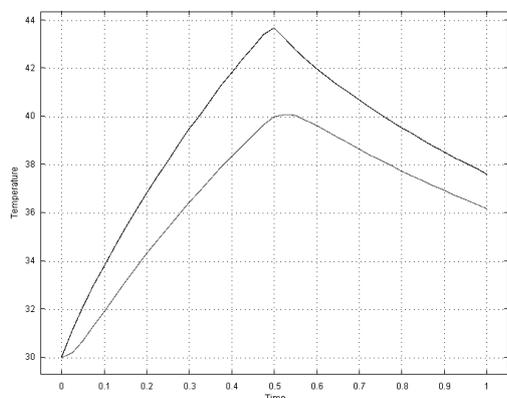


Рис. 8. Зависимость расчётной температуры медного проводника (верхняя кривая) и наружной поверхности провода (нижняя кривая) в зависимости от безразмерного времени t/t_0 , где $t_0=10$ мин

Из представленных зависимостей видно, что к концу пятой минуты нагрева максимальная температура провода достигает 44°C , а температурный перепад по изоляции - 4°C , что соответствует условиям натуральных испытаний в экстремальных точках. Качество моделирования можно оценить из сравнения с экспериментальными данными на рис. 1 кривых изменения во времени температур медного проводника и наружной поверхности провода, полученных для интервала времени 0-10 мин. с учётом времени экспозиции тепловой нагрузки 5 мин., расчётных результатов, представленных на рис. 8.

Видно, что математическая модель адекватно описывает кинетику изменения температур как по уровню, так и по времени прохождения через экстремальные точки. Различие с экспериментом не превышает $0,5^\circ\text{C}$ во всём моделированном интервале времени, то есть расчётная кривая согласуется с экспериментом в пределах погрешности измерения температуры.

Важной характеристикой исследуемого объекта является, на наш взгляд, время установления стационарного режима провода при номинальном эксплуатационном уровне тепловой нагрузки. Оно зависит от уровня тепловой нагрузки, теплофизических свойств материалов, их геометрических размеров и интенсивности теплоёмкости. С целью его оценки проведено моделирование нестационарного режима провода на временном интервале 50 мин., что заведомо должно превышать время выхода в стационарный режим. Из результатов расчёта следует, что при номинальной тепловой нагрузке максимальная температура не превысит 63°C (нагрев на 33°C выше температуры окружающей среды) в стационарном режиме. При этом уровень в 90 % от максимального температурного перепада достигается за 25 мин. В первом приближении это время характеризует длительность переходных процессов высокой интенсивности.

Лишь 15 % от максимального температурного перепада обусловлено явлениями теплопроводности в кремнийорганической оболочке провода, остальные 85 % - условиями теплоёмкости на поверхности провода.

В многослойной катушке это соотношение может измениться и требует тщательного анализа. Этому будут посвящены 2-ая и 3-я части настоящей работы.

5. Заключение.

Проведены измерения нестационарных температур в проводе в условиях номинального теплового нагружения постоянным током. Обработка и анализ результатов измерений позволили построить математическую модель теплофизических процессов в проводе, обеспечивающую после проведённой корректировки приемлемую для практических целей адекватность конечно-элементного моделирования. Данная модель обеспечивает проведение многофакторного анализа переходных процессов в проводе и является базовой для построения модели нестационарных теплофизических процессов собственно в реакторе.

Библиографический список

1. Носачев В.М., Корнев И.А., Тимофеев А.И., Явчуновский В.С. Анализ электромагнитных процессов в многослойных катушках индуктивности с магнитными экранами. Ч. 1. Теоретическое и экспериментальное исследование распределения магнитных полей и влияния экранов на величину индуктивности катушки и ее частотную характеристику подавления. – Саратов, изд.Сарат. Ун-та, 2014. 11 с.
2. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. – Л.: «Энергия», 1968. 360 с.
3. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. – М.: Мир, 1979. 392 с.
4. Красников Г.Е., Нагорнов О.В., Старостин Н.В. Моделирование физических процессов с использованием пакета Comsol Multiphysics. - М.: НИЯУ МИФИ, 2012. 184 с.

**STUDY OF THERMAL PROCESSES
REACTORS IN HIGH INTERFERENCE SUPPRESSION.**

PART 1. CALCULATED AND EXPERIMENTAL STUDY OF THE CURRENT LOAD OF INSULATED WIRE

A.N. Yakunin, I.A. Kornev, A.I. Timofeev

A settlement-experimental study of thermal processes in a single insulated wire when passing through it high currents (hundreds of amperes). The necessary data for more complex calculations reactors interference suppression - multilayer inductors made of this wire. The experiment allowed subsequently to develop a technique for measuring the thermal regimes of multilayer inductors made of insulated wire.

УДК 536.248.1

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
В СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕАКТОРАХ ПОМЕХОПОДАВЛЕНИЯ
Ч. 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
В МНОГОСЛОЙНОЙ КАТУШКЕ ИЗ ИЗОЛИРОВАННОГО ПРОВОДА
ПРИ ПРОТЕКАНИИ ПО НЕЙ БОЛЬШИХ ТОКОВ**

А.Н. Якунин, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев

Якунин Александр Николаевич, д. ф-м.н., руководитель сектора
института проблем точной механики и управления РАН

Корнев Игорь Александрович, аспирант первого года обучения ФНБМТ СГУ

Тимофеев Антон Игоревич, аспирант первого года обучения физического факультета СГУ

Проведено теоретическое исследование распределения температур и тепловых потоков в многослойной катушке индуктивности, основанное на экспериментальном изучении поведения одиночного изолированного провода. Исследованы динамические и статические режимы нагружения катушки постоянным током. Исследованы способы улучшения теплоотвода от центральных витков путём введения специальных пластин радиатора. Даны рекомендации по проектированию изделий подобного рода.

1. Введение.

В части 1 настоящей работы приведены результаты теоретического и экспериментального исследования теплового режима изолированного провода при протекании по нему больших токов. В этой части работы на основе проведенных в части 1 экспериментального исследования теплового режима изолированного провода и последующего определения коэффициента теплопроводности изоляции провода и тепловых сопротивлений на границе «изоляция провода - окружающая среда» проводится теоретический анализ тепловых режимов этого провода в составе многослойной катушки индуктивности, состоящей из большого количества кольцевых участков этого провода.

2. Описание программы расчета. Результаты теоретического анализа тепловых режимов многослойных катушек из изолированного провода в процессе нагрева большими токами и в процессе остывания.

В первой части настоящей работы показано, что при номинальном значении протекающего тока максимальная температура изолированного провода подходящего сечения с изоляцией из кремнийорганической резины не превысит 63°C (нагрев на 33°C выше температуры окружающей среды) в стационарном режиме. При этом уровень в 90 % от максимального температурного перепада достигается за 25 мин. В первом приближении это время характеризует длительность переходных

процессов высокой интенсивности. Лишь 15 % от максимального температурного перепада обусловлено явлениями теплопроводности в кремнийорганической оболочке провода, остальные 85 % - условиями теплоёмкости на поверхности провода. В многослойной катушке это соотношение может измениться и требует тщательного анализа.

Решение задачи о нестационарном температурном поле катушки реактора проведено в двумерном приближении – рассмотрено радиальное сечение, проходящее через ось симметрии катушки. Расчет теплового режима проводился с помощью метода конечных элементов.

При построении конечно-элементной модели нестационарной теплопроводности в проводе в качестве начального приближения будем использовать найденное значение коэффициента теплопроводности $\lambda=0,15 \text{ В/м}\cdot\text{°C}$ и рассчитанное значение коэффициента теплоотдачи $\alpha=18,0 \text{ Вт/м}^2$. Следует учесть, что в сформированной катушке витки плотно сжаты между собой, и изоляция провода проминается - так, что в месте контакта с другими проводами на его поверхности вместо цилиндрической поверхности образуется плоская грань со стороной 3 мм, что обуславливает значительную площадь контакта между соседними проводами.

При равномерном выделении тепла во всех витках катушки тепло, выделившееся в центральных витках пакета, должно пройти через изоляцию всех соседних витков и выйти на поверхность катушки; поэтому в такой структуре будет наблюдаться значительный температурный перепад между поверхностными и центральными витками, температура изоляции которых в данных условиях может превысить предельно допустимую.

Для моделирования была выбрана наиболее эффективная с точки индуктивности и экономии провода конфигурация катушки, в которой по оси намотки расположено 7 витков, а по радиусу - 3 витка провода.

Результаты моделирования стационарного температурного поля (находится как температурное поле, сформированное через два часа непрерывного нагрева катушки) в условиях охлаждения естественной конвекцией воздуха (обозначим эту модель как вариант 1) представлены в формате 3D и 2D- топограмм на рис. 1 и 2 соответственно. Видно, что максимальную температуру, достигающую 235°C , имеет средний как по радиусу, так и по длине витков. Допустимую температуру менее 115°C имеют лишь угловые витки катушки. О времени достижения стационарного режима можно судить по результатам распределения температуры вдоль продольной координаты в сечении, проходящем через средний ряд витков провода, представленных на рис.3. Заметное повышение температуры провода наблюдается в течение длительного времени, превышающего даже 60 мин.

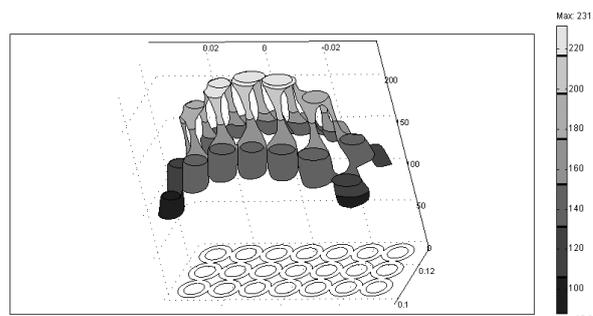


Рис. 1. 3D топограмма распределения температурного поля сечения катушки (вариант 1).

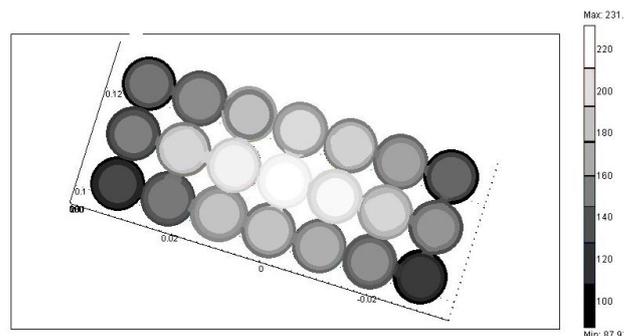


Рис. 2. 2D топограмма распределения температурного поля сечения катушки (вариант 1).

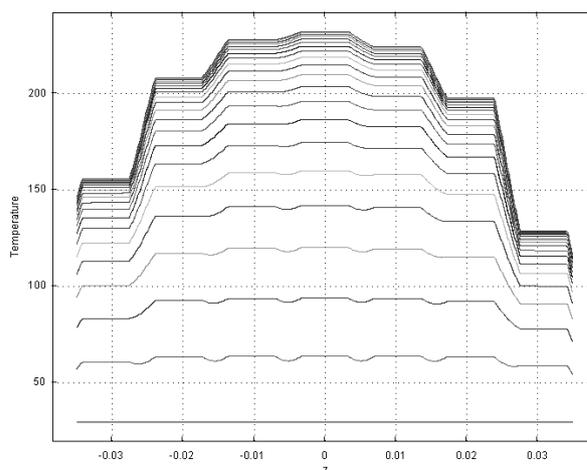


Рис. 3. 1D распределение температуры в сечении $r=0,16 \text{ м}$ катушки (вариант 1), кривые от нижней до верхней соответствуют нарастающему с интервалом 6 мин времени нагрева током от 30°C .

Во втором варианте расчёта смоделирован случай замены естественной конвекции принудительной – на наружной поверхности катушки коэффициент теплоотдачи увеличен в 5 раз. Распределение стационарной температуры на рис. 4 показывает, что результатом принудительного охлаждения наружной поверхности катушки стало уменьшение максимума температуры (виток в центре катушки) с 235 до 185°C , температура наружного ряда витков при этом снизилась со 175 до 130°C (область сопряжения наружного витка с соседним внутренним), что также остаётся выше допустимого предела температур.

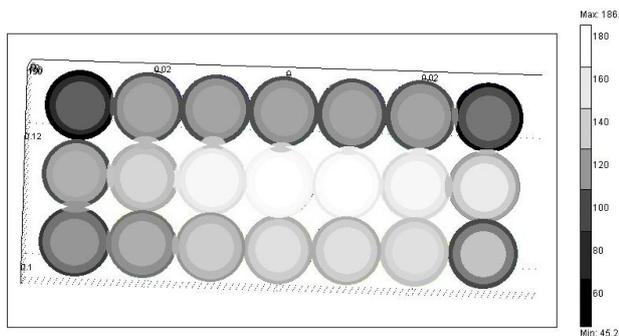


Рис. 4. 2D топограмма распределения температурного поля сечения катушки (вариант 2)

3. Результаты теоретического анализа тепловых режимов многослойных катушек из изолированного провода со специальными радиаторами (теплоотводящими пластинами между витками провода).

В процессе моделирования была высказана идея о том, что, если расположить между рядами витков провода пластину из теплопроводящего материала и обеспечить хороший тепловой контакт с ней провода, удастся значительно облегчить путь тепла от внутренних витков наружу. Это может дать ощутимый положительный эффект даже в отсутствие значительного интегрального понижения температуры всей катушки. Рассмотрим возможность использования алюминиевого радиатора в виде плоских пластин, помещённых перпендикулярно оси реактора между соседними рядами витков. Вариант 3 расчёта учитывает влияние одной пластины в виде алюминиевого диска толщиной 1,6 мм и размеров в радиальном направлении 70 мм, помещённой между средними (по продольной координате) витками провода. На свободной поверхности пластины радиатора происходит теплообмен с окружающей средой путём естественной конвекции. Результаты расчёта установившегося (стационарного) температурного поля приведены на рис. 5.

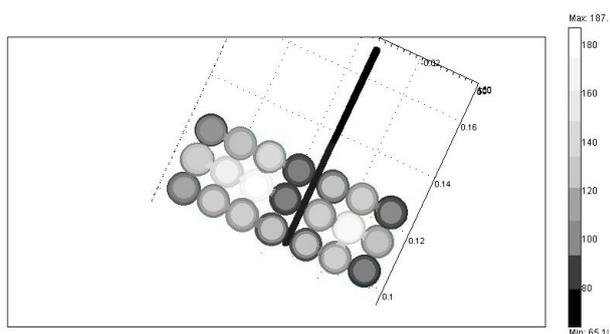


Рис. 5. 2D топограмма распределения температурного поля сечения катушки (вариант 3, естественная конвекция на поверхности катушки и пластине радиатора)

Нас, прежде всего, интересует изменение температуры самых нагретых витков среднего ряда, которые имеют контакт с пластиной радиатора. Видно, что в отличие от первоначального уровня 235°C в варианте 1, введение пластины радиатора с естественным охлаждением (вариант 3, рис. 5 и 6) снижает температуру соседних с ней витков среднего

ряда довольно существенно: до 130-140°C. При этом следует учитывать, что минимальная температура собственно пластины радиатора оказывается не ниже 65°C. Также видно, что влияние пластины радиатора не распространяется далее соседних с ней витков провода, наблюдаемое снижение их температуры не является значительным. Это свидетельствует о высоком термическом сопротивлении электроизоляции провода и о необходимости размещения пластин радиатора с периодом не более, чем через 2 ряда витков провода. Динамику роста температуры в нагретом сечении среднего ряда витков можно оценить из результатов расчёта на рис. 6.

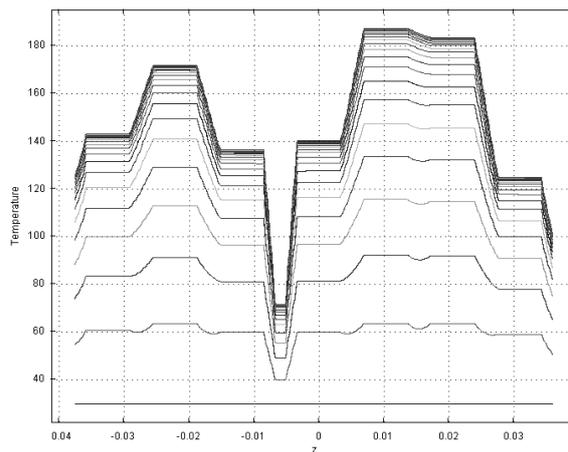


Рис. 6. 1D- распределение температуры в сечении $r=0,13$ м катушки (вариант 3). Кривые от нижней до верхней соответствуют нарастающему с интервалом 6 мин времени нагрева током от 30°C.

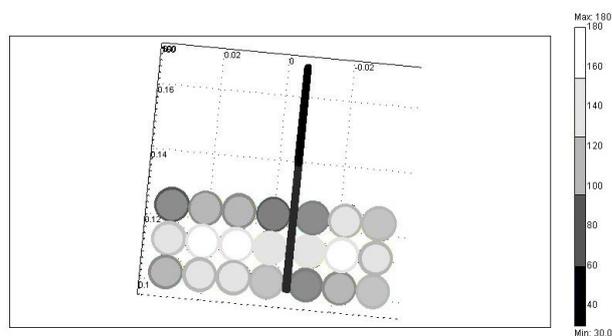


Рис. 7. 2D- топограмма распределения температурного поля сечения катушки (вариант 4).

Из анализа полученных результатов следует, что в течение небольшого времени смежные с пластиной радиатора витки достигают предельно допустимой для изоляции температуры 115 °C. Изменение температурного поля в случае «идеального» охлаждения пластины радиатора, когда на максимальном радиусе поддерживается температура 30°C (соответствует высокоинтенсивному охлаждению пластины радиатора, вариант 4) показано на рис 7 (стационарное поле, 2D топограмма), а также рис. 8 (распределения в сечении, выведенные с интервалом времени 6 мин.).

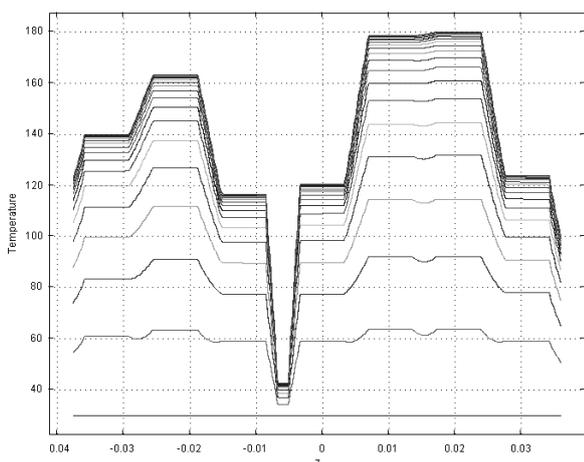


Рис. 8 1D- распределение температуры в сечении $r=0,13$ м катушки (вариант 4). Кривые от нижней до верхней соответствуют нарастающему с интервалом 6 мин времени нагрева током от 30°C.

4. Заключение.

Проведённое моделирование тепловых режимов многослойной катушки при её нагревании протекающим током показало, что температура центральных витков катушки существенно отличается от таковой для одиночного провода при равных значениях тока. Фактически, те удельные мощности нагрева, при которых одиночный провод нагревается на 30÷35 °С, вызывают нагрев центральной части пакета витков на 190÷200 °С.

Расчёты показали также, что удельная площадь рассеивающей тепло поверхности катушки недостаточна при таких значениях тепловой

мощности, выделяемой в медном проводе – в связи с этим общая температура поверхности катушки медленно, но верно поднимается до недопустимых значений.

Применение перераспределяющих тепловой поток алюминиевых пластин позволяет значительно снизить перепад температур между внешними и центральными витками катушки, а при вынесении части этих пластин за границы катушки – ещё и значительно понизить интегральную температуру всего пакета витков. К сожалению, из-за ограниченности габаритов готовых изделий, пластины не удаётся сделать достаточно большой площади, как в случае «идеального теплосъёма», показанного на рис. 8÷10. Тем не менее, применение таких теплоотводов позволяет применить в проектируемом изделии провод меньшего диаметра, очень значительно снизив его себестоимость.

Следует также отметить, что в силу своей массивности и, как следствие, растянутых на десятки минут переходных процессов, такие катушки не боятся значительного – в несколько раз – кратковременного превышения выделяемой тепловой мощности над номинальной (такие процессы могут происходить во время интенсивного разгона/торможения транспортного средства). Таким образом, проектируемые изделия можно рассчитывать, с некоторым запасом, непосредственно под среднее значение номинального тока, потребляемого подвижным средством электрического транспорта.

Библиографический список

1. Носачев В.М., Корнев И.А., Тимофеев А.И., Явчуновский В.С. Анализ электромагнитных процессов в многослойных катушках индуктивности с магнитными экранами. Ч. 1. Теоретическое и экспериментальное исследование распределения магнитных полей и влияния экранов на величину индуктивности катушки и ее частотную характеристику подавления. – Саратов, изд.Сарат. Ун-та, 2014. С. 19.
2. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. – Л.: «Энергия», 1968. 360 с.
3. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. – М.: Мир, 1979. 392 с.
4. Красников Г.Е., Нагорнов О.В., Старостин Н.В. Моделирование физических процессов с использованием пакета Comsol Multiphysics. - М.: НИЯУ МИФИ, 2012. 184 с.

STUDY OF THERMAL PROCESSES IN THE INTERFERENCE SUPPRESSION REACTORS. PART 2. THEORETICAL ANALYSIS OF THERMAL PROCESSES IN MULTILAYER A COIL OF INSULATED WIRE WITH FLOWING THROUGH IT LARGE DC CURRENTS

A.N. Yakunin, I.A. Kornev, A.I. Timofeev

The paper is a theoretical study of the temperature distribution and heat flow in the multilayer inductor based on experimental results for single wire. The dynamic and static loading conditions of the coil constant current. Explored ways to improve the heat transfer from the central turns by introducing a special radiator fins. Recommendations for the design of such kind products are given.

СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ МИКРОКЛИМАТОМ ТРОЛЛЕЙБУСА

ЧАСТЬ 1. РЕЖИМЫ РАБОТЫ И ЭКОНОМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЗАДАЧИ ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЯ

С.Б. Гольдштейн, В.М. Носачёв, А.К. Кобец, В.С. Явчуновский

Гольдштейн Сергей Борисович, финансовый директор ООО НПФ «Этна»

Носачёв Владимир Михайлович, технический директор ООО НПФ «Этна»

Кобец Александр Константинович, инженер ООО НПФ «Этна»

Виктор Сергеевич Явчуновский, студент 4 курса бакалавриата физического факультета СГУ

Рассмотрены проблемы создания автоматизированных систем отопления троллейбусов, обеспечивающих поддержание температуры воздуха в салоне с точностью $\pm 1^\circ\text{C}$. Изложены подходы к созданию блоков автоматического управления системой. Проведена оценка экономического эффекта, реализуемого за счет внедрения таких систем на находящихся в эксплуатации троллейбусах и трамваях.

1. Введение.

В настоящей работе рассматриваются не все режимы работы системы обеспечения климата транспортного средства, а исключительно задачи обеспечения температурного режима в его салоне и кабине в режиме отопления.

К этому режиму предъявляется два основных требования:

- обеспечения климатической комфортности для водителя и пассажиров;
- минимизации энергии, забираемой от контактной сети для поддержания требуемой температуры в салоне и кабине водителя.

Первое из них сводится, в основном, к тому, чтобы:

- в салоне и кабине поддерживался заданный температурный режим, как правило, на уровне 15°C в салоне и $20\div 24^\circ\text{C}$ в кабине водителя;
- отсутствовала сильная пространственная неоднородность создаваемого системой отопления температурного поля в этих помещениях и резкие перепады температур во времени. Эта задача еще усложняется с учетом постоянно открывающихся на остановках дверей и значительных разбросов и колебаний температуры окружающей среды в течение отопительного сезона.

Вторая же задача стыкуется с первой и сводится, в основном, к тому, чтобы не перегревать излишне эти помещения (поддерживать примерное равенство мощности отопления уровню компенсируемой ею мощности тепловых потерь салона и кабины при любой температуре окружающей среды и заданной температуре салона).

Проблема энергосбережения, возможность экономии энергетических затрат на отопление электрического транспорта уже многие годы активно обсуждается во всем мире и в РФ [1,2]. В частности, на находящихся в эксплуатации в РФ примерно 60 тысяч трамваев и около 12 тысяч троллейбусов, потребляющих в зимнее время на отопление до 500 кВт*ч в сутки, затраты энергии на отопление в зимнее время составляют в целом ~ 35 млн. кВт*ч в день.

Причем, по данным ведущего в РФ производителя троллейбусов – ЗАО «ТРОЛЗА», полученным экспериментально на 2-х машинах, на отопление салона и кабины водителя, обогрев стекол в кабине и т.п. в зимнее время уходит примерно половина потребляемой троллейбусом электроэнергии (рис. 1).

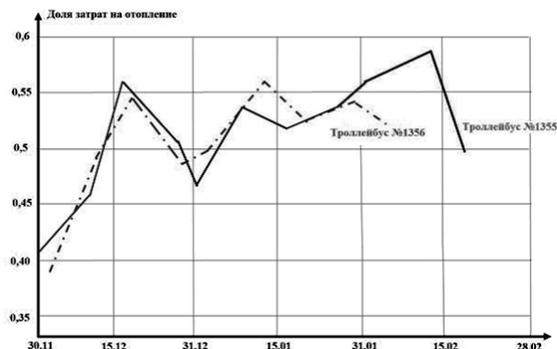


Рис.1. Доля от общего энергопотребления троллейбуса, приходящаяся на отопление (по экспериментальным данным ЗАО «ТРОЛЗА», полученным на 2-х экземплярах троллейбусов марки «Оптим»). По оси абсцисс отложены даты проведения замеров энергопотребления на отопление в процессе эксплуатации троллейбусов.

Зимой в троллейбусах и трамваях, не оборудованных системами климата – контроля (а таких в настоящее время абсолютное большинство), существуют две реальные проблемы, связанные с обеспечением климата: температура в салоне или слишком мала, или, наоборот, слишком велика. Это связано с тем, что для обеспечения требуемого уровня температур в кабине и в пассажирском салоне в самое холодное зимнее время требуется заложить достаточно большой суммарный уровень мощности обогревательных устройств. Это не всегда удается и по техническим, и по финансовым причинам. И тогда температура в салоне и кабине в этот период времени ниже установленной нормы, особенно в северных городах, суммарной установленной мощности обогревательных устройств едва хватает, чтобы согреть салон хотя бы до плюсовой температуры.

А при более высоких температурах при использовании этого же оборудования имеет место значительный перегрев и салона, и кабины, поскольку при отсутствии систем климата-контроля мощность нагрева, рассчитанная на отопление в самую холодную погоду, используется при существенно более высоких температурах окружающей среды. При этом большое количество электроэнергии тратится на то, чтобы создать некомфортные условия для пассажиров.

Выход из этой ситуации достаточно очевиден. С учетом конкретного для каждого климатического пояса диапазона зимних температур необходимо набирать комплект обогревательного оборудования на полную мощность, необходимую для обогрева подвижного средства ГЭТ в самую холодную погоду.

А при более высоких температурах обеспечивать меньшее потребление энергии, ориентируясь на фактические температуры в салоне и в кабине водителя.

В настоящей работе рассматриваются пути решения этой компромиссной задачи, которую можно сформулировать так: «Создание систем климат - контроля, обеспечивающих максимально комфортные климатические условия для водителя и пассажиров при минимальных затратах электроэнергии».

Работа выполнялась в рамках общего блока работ, проводимых одним из ведущих в РФ предприятий по созданию и выпуску систем отопления и вентиляции подвижного состава городского и железнодорожного электрического транспорта – НПФ «ЭТНА» (г. Саратов). В рамках этого блока работ рассматривались вопросы построения энергосберегающих систем климат - контроля, формулировались правила их построения и обеспечения наиболее эффективных режимов их функционирования. При этом последовательно рассматривались три тесно связанные между собой задачи:

- выбор наиболее подходящего для построения систем климат – контроля электронагревательного оборудования, сравнительный анализ различных его типов;

- определение наиболее эффективных подходов к построению систем климат - контроля, разработка алгоритма поддержания климата и его реализация при разработке системы управления и пульта (блока) управления системой;

- непосредственное создание пульта управления для системы климат – контроля, построенной на безынерционном электронагревательном оборудовании, построение и разработка блока управления системы обеспечения микроклимата (рабочее название БУИ-1), алгоритм его работы и схематическое решение этого блока (описаны в части 2 настоящей работы).

2. Выбор общих подходов к формированию системы отопления троллейбуса.

Для формулирования технических требований к БУИ-1 определим предварительно его основные функции. Данный блок разрабатывался применительно к управлению электронагревательным оборудованием с безынерционными в тепловом отношении блоками нагрева на открытых спиралях [3-5]. Такой подход позволяет существенно упростить блок управления по сравнению со случаем использования оборудования с инерционными нагревательными элементами на ТЭНах.

Для обсуждаемой проблемы оптимальной организации энергосберегающих систем климат-контроля наиболее принципиальным различием между безынерционными системами нагрева на открытых спиралях [3-7] и инерционными нагревательными системами на основе ТЭНов представляется соотношение времен выхода в стационарный тепловой режим при включении напряжения нагрева и остывания при его выключении.

Физические причины того, что время выхода в стационарный тепловой режим для безынерционных систем нагрева на порядок меньше, чем для инерционных систем, подробно изложены в работах [4-6, 8]. Основной из них является различие (для открытых спиралей и ТЭНов) тепловых сопротивлений на пути потока тепла от нагревательного элемента до потока теплоносителя (воздуха). Это, в свою очередь, обусловлено тем, что открытая спираль имеет прямой контакт с воздушным потоком Q (рис. 2), а нагревательная спираль внутри ТЭНа – через длинную цепочку промежуточных тепловых сопротивлений R_{T1}, \dots, R_{T5} (рис. 3).

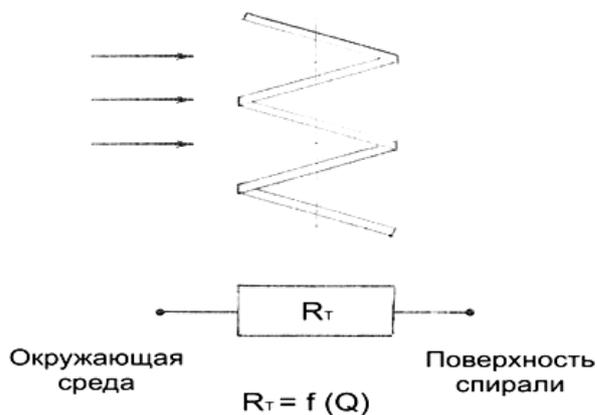


Рис.2. Эквивалентная тепловая схема открытой спирали

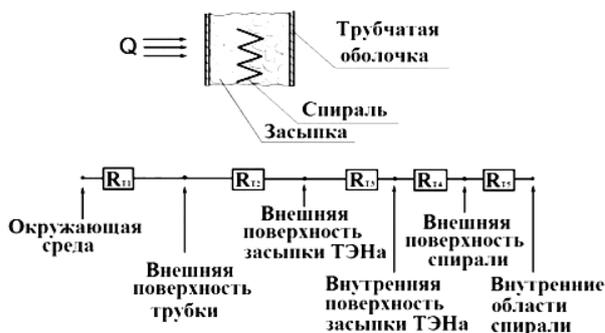
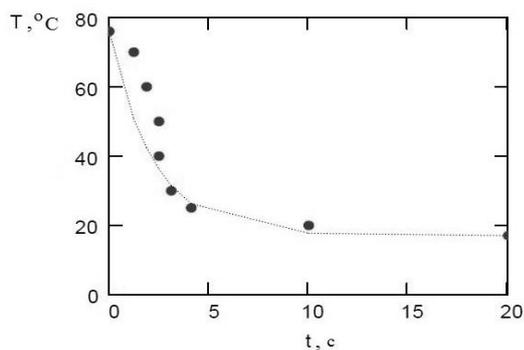


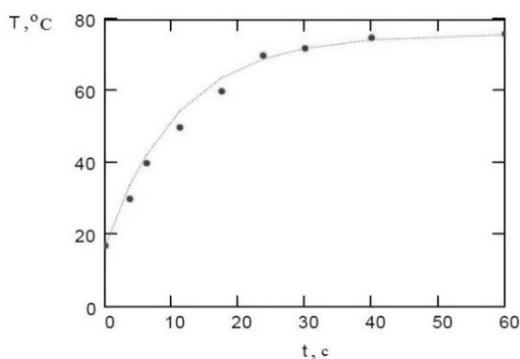
Рис. 3. Эквивалентная схема ТЭНа

Очевидно, что для систем на открытых спиралях время выхода в рабочий режим и остывания нагреваемого воздуха будет существенно меньше, чем для систем (отопителей) с инерционными нагревательными элементами на ТЭНах. Об этом свидетельствуют и экспериментальные данные, полученные в рамках данного цикла работ (см. рис. 4 а, б и 5 а, б).

Фактически, полученные результаты сравнительных испытаний отопителей - это интегральные характеристики, необходимые для расчетов энергетических и температурных режимов систем климат - контроля, осуществляющих автоматическое регулирование климата в салоне (и в кабине водителя) троллейбуса или трамвая.



а)



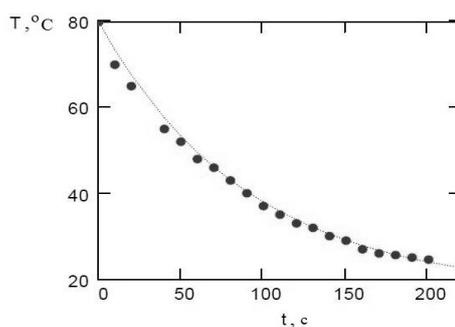
б)

Рис. 4. Временные зависимости температуры воздуха на выходе из отопителей со спиральными нагревательными элементами (а – выход в рабочий режим, б – остывание)

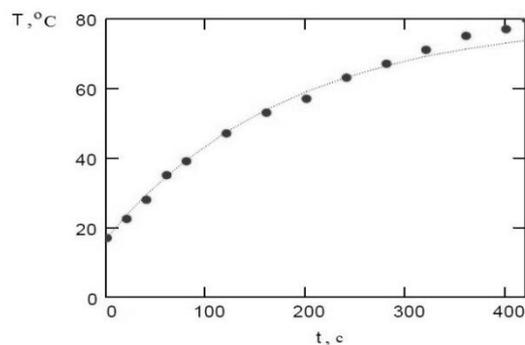
Следует еще раз отметить, что определяемое типом используемых нагревательных элементов быстродействие при включении и отключении нагрева является одним из важнейших параметров таких систем. За счет этой характеристики обеспечивается оперативное переключение режимов обогрева воздуха, включение и выключение отопления на границах заданного температурного диапазона.

При использовании же инерционных нагревательных элементов, даже при достаточно быстродействующих системах управления, имеет место очень малая оперативность работы системы из-за медленной реакции нагревательных устройств на ее команды. Из-за этого при использовании таких систем не удастся своевременно обрабатывать изменение режимов отопления на граничных температурах, что приводит и к дополнительным затратам энергии, и к снижению комфортности для пассажиров [6,7].

Исходя из изложенного выше, несложно определить основные задачи, которые должен выполнять блок управления и индикации. Однако сначала следует описать построение системы климат-контроля, для которой он разрабатывался.



а)



б)

Рис.5. Временные зависимости температуры воздуха на выходе из отопителей с нагревательными элементами на ТЭНах (а – выход в рабочий режим, б – остывание)

3. Предлагаемое построение системы климат - контроля и вытекающие из него требования к блоку управления этой системой.

Использование системы с безынерционными нагревательными элементами позволяет построить систему климат - контроля на простом включении - выключении отопителей. Это можно реализовать либо с использованием входящих в систему отопления механических контакторов, либо путем модуляции высокого напряжения, например, ШИМ - модуляции.

Самую простую, надежную и дешевую систему климат - контроля можно построить именно с использованием входящих в систему механических контакторов, ориентируясь при этом на безынерционные в тепловом отношении отопители салона и кабины [8, 9]. Именно на таких отопителях на открытых спиральях со временем нагрева и остывания порядка нескольких секунд, практически мгновенно «реагирующих» на команды блока управления, такая система будет работать наиболее эффективно. В этом случае достаточно установить в салоне и кабине по одному датчику температуры, и по их показаниям включать и выключать отопление в кабине водителя и в пассажирском салоне.

В рамках такой системы все элементы системы отопления и вентиляции троллейбуса объединены в единую систему климат-контроля (рис. 6).

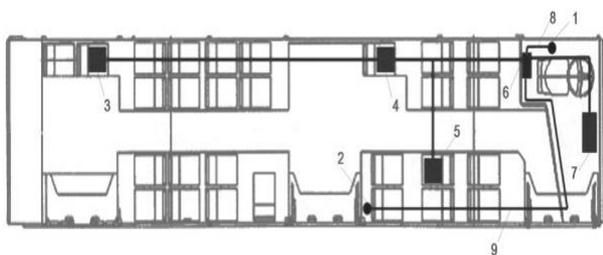


Рис. 6. Схематическое изображение разработанной системы климат - контроля для выпускаемого ЗАО «Тролза» троллейбуса «Оптима»: 1 – датчик температуры воздуха в кабине водителя, 2 – датчик температуры воздуха в салоне, 3–5 – отопители салона, 6 – блок индикации и управления БУИ-1, 7 – отопитель кабины водителя, 8, 9– экранированные провода датчиков температуры.

В состав такой системы входят 4 отопителя салона с безынерционными нагревательными блоками и отопитель кабины водителя с аналогичным блоком нагрева [8, 9]. Кроме того, туда входят 2 датчика температуры, расположенные, соответственно, в салоне и в кабине, и блок управления и индикации БУИ-1 (рис. 7). Задание температур воздуха в салоне и кабине в такой системе должно осуществляться непосредственно водителем с расположенного в кабине троллейбуса блока БУИ-1, работающего по показаниям датчиков температуры.

При этом на блоке управления и индикации отдельно задается требуемая температура воздуха в салоне и отдельно - комфортная для водителя температура воздуха в кабине. При опускании любой из заданных температур на 1°С ниже установленного водителем значения пульт выдает команду на включение соответствующей группы отопителей, при подъеме ее на 1°С выше заданной – команду на ее выключение.

Более подробно функции этого блока, его схемотехническое решение и программное обеспечение для его функционирования, конструкторское оформление блока описаны в части 2 настоящей работы.

Разрабатываемая (модернизированная) система и входящий в нее модернизированный блок управления и индикации БУИ-1М еще находятся в стадии разработки. Поэтому в настоящем разделе для оценки практического эффекта от их использования приводятся данные по предыдущей их модификации.

Эта система (полный аналог описанной ранее в разделе 3) была уже реализована и прошла испытания в течение 3-х зимних сезонов на нескольких троллейбусах, эксплуатируемых на троллейбусных маршрутах г. Саратова.



Рис. 7. Внешний вид блока управления и индикации БУИ-1 системы климат - контроля троллейбуса

4. Результаты испытаний работы блока в составе системы. Результаты, полученные по обеспечению комфортного климата и по энергосбережению.

Задание температур воздуха в салоне и кабине осуществлялось непосредственно водителем с расположенного в кабине троллейбуса блока БУИ-1, работающего по показаниям датчиков температуры. При этом на пульте (блоке управления и индикации) отдельно задается требуемая температура воздуха в салоне и отдельно - комфортная для водителя температура воздуха в кабине. При опускании любой из заданных температур на 1°С ниже установленного водителем значения пульт выдает команду на включение соответствующей группы отопителей, при подъеме ее на 1°С выше заданной – команду на ее выключение. Благодаря тепловой безынерционности отопителей салона и кабины водителя (время полного нагрева и полного остывания ~10÷20 секунд), системой обеспечивалось поддержание температур воздуха в салоне и кабине водителя с точностью ± 1°С.

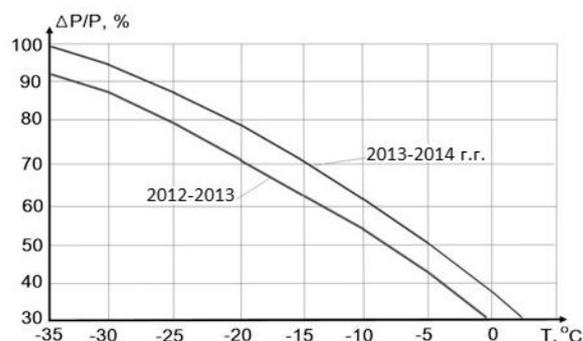


Рис.8. Зависимость доли потребляемой на отопление мощности (в процентах от суммарной установленной мощности всех отопителей) от температуры окружающей среды.

По итогам эксплуатации этой системы (рис. 8) можно уверенно гарантировать снижение

энергопотребления на отопление до $\sim 45\div 55\%$ при одновременном создании максимально комфортных климатических условий для водителя и пассажиров.

Это реализуется за счет того, что система работает при полной мощности отопления лишь в самые сильные морозы (порядка $30\div 35^\circ\text{C}$). При более же высоких температурах окружающей среды система обеспечивает устранение перегрева воздуха в салоне и кабине (поддержание установленных водителем наиболее комфортных температур) путем включения – отключения расположенного там электронагревательного оборудования.

5. Экономический эффект от внедрения системы автоматического управления климатом.

Экономический эффект от внедрения такой системы можно определить, исходя из следующих данных. Максимальная энергия, расходуемая на отопление троллейбуса (салон, место кондуктора, кабина водителя) - порядка 19 кВт. Средняя экономия на уровне $9\div 10$ кВт обеспечивает при ежедневной работе в течение $16\div 18$ часов и с учетом длительности отопительного сезона около 180 дней на уровне 30 000 кВт*ч.

Исходя из этих расчетов и с учетом реальной стоимости электроэнергии (с учетом КПД ее передачи), экономия за счет предлагаемых технических решений составит в денежном выражении за сезон на каждом троллейбусе до 120 тыс. руб.

Рассматривая экономическую эффективность внедрения систем управления климатом на городском электротранспорте более подробно, стоит отметить, что за годы действия Федерального закона № 94 о поставке товаров для государственных и муниципальных нужд сложилась достаточно спорная практика, когда экономическая эффективность установки любого оборудования оценивалась, исходя из минимальной стоимости поставки этого оборудования.

При этом срок гарантийного обслуживания, экономия электроэнергии и стоимость расходных материалов и обслуживания в методике выбора попросту не учитывалась. Эксплуатирующие организации, ежедневно выпускающие на маршруты тысячи трамваев и троллейбусов, были вынуждены нести значительные расходы на ремонты и замену вышедшего из строя оборудования, а так же переплачивать десятки миллионов рублей за перерасходы электроэнергии на обеспечение климата в транспортных средствах. Влияние этой практики сказывалось и на производителях подобных систем, задачей которых становилось не обеспечение оптимального климата в транспортном средстве или достижение максимального экономического эффекта на всём сроке эксплуатации оборудования, а максимальное удешевление стоимости поставки систем управления климатом конечному заказчику.

Эта экономия вынуждала производителей не только использовать наиболее дешёвые, а, как следствие, и менее надёжные материалы и комплектующие, но и сокращать накладные расходы, связанные с выпуском систем управления климатом.

Таким образом, разработки более совершенных, надёжных и экономичных систем попросту не проводились, а в целях экономии эксплуатировались только те решения, которые были выработаны ранее.

В мировой практике давно сложилась устойчивая система решения задач по финансированию разработки и внедрения более совершенных и экономичных систем для всех отраслей промышленности, основанная на совместном финансировании подобных проектов со стороны исполнителя и заказчика. Системы проектного финансирования, призванные не только распределить риски и консолидировать ресурсы, недоступные каждому из участников проекта, но и четко определить направление инвестиций и собственников результатов проекта, занимают одно из ведущих мест по объёму инвестиций в инновации во всём мире. В РФ подобная система проектного финансирования пока принята только для больших инфраструктурных проектов, тогда как для менее значительных работ технология участия в процессе разработки всех заинтересованных сторон попросту не разработана.

За последние несколько лет ситуация изменилась. Так, вступление в силу в 2014 году Федерального закона № 44 о контрактной системе позволило заказчикам, в том числе и Муниципальным унитарным предприятиям, которыми являются все предприятия, эксплуатирующие городской электротранспорт, оценивать закупаемую продукцию не по стоимости её поставки, а по стоимости жизненного цикла её эксплуатации. Также в конце 2012 года был разработан национальный стандарт Российской Федерации [13], определяющий методологию оценки жизненного цикла продукции. Аналогичные подходы были приняты и рядом государственных предприятий, так ОАО «РЖД» с 2008 года применяет внутренний стандарт [14], определяющий не только методики оценки жизненного цикла продукции, но и необходимость применения такой оценки при управлении поставками.

Все эти факторы позволяют говорить о том, что оценки экономической эффективности систем управления климатом, а также сравнения новых и существующих систем управления климатом, необходимо проводить на основании стоимости жизненного цикла данной продукции, а не стоимости её поставок.

При этом, в соответствии с описанными выше методиками расчета жизненного цикла продукции, необходимо учитывать затраты на следующие этапы работ:

- 1) Создание концепции и описания изделия.
- 2) Проектирование продукции/процессов.
- 3) Производство.
- 4) Поставка/Монтаж.
- 5) Эксплуатация и техническое обслуживание.
- 6) Ликвидация/Утилизация.

А также учитывать изменение стоимости денег во времени.

Для полноты картины в данной статье рассматривается сравнительный анализ стоимости жизненного цикла предлагаемой системы управления

климатом на базе открытых спиралей и уже разработанных и используемых в подвижном составе систем отопления на базе ТЭНов. При этом подразумевается, что затраты на создание концепции, описание изделия и его проектирование на существующих системах нести уже не нужно, тогда как внедрение новых систем потребует этих затрат.

Расчёт проведён для климатических условий Саратовской области, когда число дней в году, среднесуточная температура в которые опускается ниже норм, установленных санитарными требованиями, для эксплуатации городского транспорта без включения систем отопления составляет 211 дней при среднем времени нахождения транспортного средства на линии - 14 часов в сутки.

Прочие расчётные показатели представлены в табл. 1 и так же приняты для Саратовской области.

Таблица 1.

Показатели для расчёта стоимости потребления электроэнергии.

Стоимость кВт*ч, руб.	3,38
Повышение стоимости кВт*ч, %	7
Коэффициент потерь электроэнергии в линиях передачи, %	50

Период анализа выбран, исходя из планового срока эксплуатации подвижного состава, и для трамваев, и троллейбусов он составляет 15 лет.

Стоимость изначальных инвестиций в проектирование и разработку полностью относится на одну поставляемую систему, а не распределяется пропорционально всему объёму потребления, но даже в этих условиях стоимость жизненного цикла новой системы ниже используемых систем практически в два раза. Более подробный анализ стоимости жизненного цикла представлен в табл. 2.

Таблица 2.

Сравнение стоимости жизненного цикла систем управления климатом на открытых спиралах и систем отопления на ТЭНах за 15 лет.

Типы систем управления климатом	На открытых спиралах, руб.	На ТЭНах, руб.
Создание концепции и описание изделия	42 143	0
Проектирование продукции	40 253	0
Поставка и монтаж	78 065	33 180
Расходы на обслуживание	21 581	23 164
Расходы на эксплуатацию (потребление электроэнергии)	2 505 336	4 704 176
Утилизация	47	147
Итого	2 687 425	4 760 667

Интегральные экономические характеристики этих систем представлены в виде графика (рис. 9).

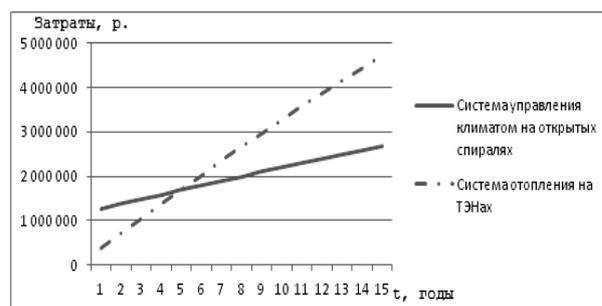


Рис. 9. Интегральные затраты на эксплуатацию систем, включающих отопители на открытых спиралах, и систем, включающих отопители на ТЭНах.

Из представленных в таблице и на графике данных очевидно следует, что любая эксплуатационная организация крайне заинтересована в получении новых систем, не смотря на более высокую стоимость поставки, так как получит существенную экономию в течение периода эксплуатации оборудования.

Но создание подобных систем требует существенных инвестиций со стороны производителя, средства на которые не всегда есть в распоряжении предприятий.

Идеальным решением этой проблемы была бы организация системы проектного финансирования с ограниченным регрессом заёмщика, когда в роли Кредитора выступало бы государство, принимая на себя часть рисков, связанных с реализацией проекта. А в роли заёмщика выступало предприятие – производитель систем управления климатом, осуществляющее управление созданной проектной организацией и обеспечивающее возврат полученных инвестиций при успешной реализации проекта.

6. Заключение

В результате выполнения работы удалось создать автоматизированную систему управления климатом электротранспортного средства, решающую две основные задачи:

- обеспечения климатической комфортности для водителя и пассажиров;
- минимизации энергии, забираемой от контактной сети для поддержания требуемой температуры в салоне и кабине водителя.

При широком использовании в троллейбусах и трамваях эта система обеспечит значительную, практически двукратную экономию энергии на отопление.

Более подробный экономический анализ, проведенный по методике расчета жизненного цикла продукции подтвердил, что на поддающихся автоматическому управлению по достаточно простому алгоритму системах с отопителями на открытых спиралах удастся получить практически двойное сокращение затрат по сравнению с гораздо хуже поддающимися автоматическому управлению системами с отопителями на ТЭНах.

Библиографический список

1. Артамонов Н.А., Исаев В.В. Энергосбережение в промышленности. Учебное пособие. РОСЗИТЛП, М., 2003.
2. Макаров А. Тенденции развития мировой энергетики и энергетическая стратегия России / А. Макаров, В. Фортов. Журнал Энергорынок, №7 - 2004.
3. Козлов А.В., Шаповалов А.С., Явчуновский В.Я. Сравнительный анализ характеристик открытых спиралей и ТЭНов в составе электронагревательных приборов. Часть 1. Расчет тепловых полей в стационарных и нестационарных тепловых режимах// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. Вып. 15. 2008. С. 53-58.
4. Козлов А.В., Шаповалов А.С., Явчуновский В.Я. Сравнительный анализ характеристик открытых спиралей и ТЭНов в составе электронагревательных приборов. Часть 2. Экспериментальное исследование стационарных и нестационарных режимов// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. Вып. 15. 2008. С. 58-63.
5. Козлов А.В. Исследование нелинейных теплофизических характеристик открытых спиралей и трубчатых электронагревателей, реализуемых в нестационарных режимах их работы.// Естественные и технические науки. 2010 г. № 4, С. 41- 45.
6. Мирошник А.В., Явчуновский В.Я. Климат – контроль как наиболее эффективный подход к энергосбережению на городском электротранспорте. Часть 1. Экспериментальные данные и предварительные расчеты.// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. Вып.18. 2011 г., С. 3-16.
7. Мирошник А.В., Явчуновский В.Я., Козлов А.В. Климат – контроль как наиболее эффективный подход к энергосбережению на городском электротранспорте. Часть 2. Теоретическая оценка энергопотребления.// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. Вып.18. 2011 г., С. 16-22.
8. Отопитель электротранспортный: пат. на изобретение 2343365 Рос. Федерация: МПК F24H 3/04/ Явчуновский В.В., Пресняков И.И., Хомутов П.К.; патентообладатель ООО НПФ «Этна», - № 2006144137/06, заявл. 14.12.2006; опубл. 10.01. 2009, Бюл. № 1.
9. Обогреватель воздуха салона электротранспорта: пат. на изобретение 2343364 Рос. Федерация: МПК F24H 3/04/ Явчуновский В.В., Пресняков И.И., Хомутов П.К.; патентообладатель ООО НПФ «Этна», - № 2006144138/06, заявл. 14.12. 2006; опубл.10.01.2009, Бюл. № 1.
10. Отопитель электрический: пат. на промышленный образец 67299 Рос. Федерация: МПКО 23-03/Явчуновский В.В., Пресняков И.И., Хомутов П.К.; патентообладатель ООО НПФ «Этна», - № 2006504061, заявл. 14.12.2006; опубл. 16.07.2008.
11. Устройство для подогрева воздуха электротранспорта: пат. на полезную модель 73058 Рос. Федерация: МПК F24H 3/04/ Явчуновский В.Я., Явчуновский В.В., Козлов А.В.; патентообладатель ООО НПФ «Этна», - № 2008102714/11, заявл. 29.01.2008; опубл. 10.05.2008, Бюл. № 13.
12. Отопитель электротранспортный: пат. на промышленный образец 68448 Рос. Федерация: МКПО 23-03 / Явчуновский В.Я., Явчуновский В.В., Козлов А.В.; патентообладатель ООО НПФ «Этна», - № 2008500244, заявл. 29.01.2008; опубл. 16.11.2008.
13. Национальный стандарт Российской федерации ГОСТ Р 27.202-2012. Надежность в технике. Управление надежностью. Стоимость жизненного цикла. Управление надежностью. Стоимость жизненного цикла. Стандарт ОАО «РЖД». СТО РЖД 1.05.509.15-2008. Система управления эффективностью поставок. Руководство по оценке стоимости жизненного цикла продукции.

THE CLIMATE AUTOMATIC CONTROL SYSTEM OF TROLLEYBUSES**PART 1. OPERATING MODES AND ECONOMIC ASPECTS OF THE ENERGY SAVING PROBLEM**

S.B. Goldshtein, V.M. Nosachev, A.K. Kobets, V.S. Yavchunovskiy

The problems of creation of the automated systems for trolleybus heating that maintain the interior temperature to within $\pm 1^\circ\text{C}$ are learned. The approaches to the creation of the automatic-control system are described. The evaluation of the economic effect arising due to the implementation of such systems in service trolleybuses and trams is fulfilled.

СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ МИКРОКЛИМАТОМ ТРОЛЛЕЙБУСА ЧАСТЬ 2. СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ И КОНСТРУКЦИЯ БЛОКА УПРАВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ

В.М. Носачёв, А.К. Кобец, В.С. Явчуновский

Носачёв Владимир Михайлович, технический директор ООО НПФ «Этна»

Кобец Александр Константинович, инженер ООО НПФ «Этна»

Явчуновский Виктор Сергеевич, студент 4 курса бакалавриата физического факультета СГУ

Рассмотрены проблемы создания блоков управления автоматизированных систем отопления троллейбусов, обеспечивающих поддержание температуры воздуха в салоне с точностью $\pm 1^\circ\text{C}$. Изложены подходы к схемотехническому решению и созданию программного обеспечения этих устройств. Приводится описание их конструктивного исполнения.

1. Введение.

В части 1 настоящей работы [1] рассматриваются задачи обеспечения температурного режима в салоне и кабине троллейбуса в режиме отопления. Сформулированы основные требования к системе климат-контроля и к ее основному элементу управления - блоку управления и индикации БУИ-1.

Как уже упоминалось в первой части работы, разрабатывался блок управления для самой простой, надежной и дешевой системы обеспечения климата [2,3] с безынерционными нагревательными элементами [4-6]. Такой подход позволил построить систему климат - контроля на простом включении - выключении отопителей. При этом блок управления системы должен просто замыкать и размыкать цепи пусковых обмоток, входящих в систему механических контакторов, подающих напряжение от контактной сети на входящие в эту же систему электронагревательные устройства.

В настоящей работе описывается устройство, схемотехническое решение, подходы к созданию программного обеспечения этих устройств, а также описание их конструктивного исполнения.

2. Основные функции блока управления и индикации.

Основная функциональная задача блока - обеспечивать поддержание задаваемой водителем температуры салона и кабины водителя. С этой целью на блоке управления и индикации отдельно задается требуемая температура воздуха в салоне и отдельно - комфортная для водителя температура воздуха в кабине. При опускании любой из заданных температур на 1°C ниже установленного водителем значения, пульт выдает команду на включение соответствующей группы отопителей, при подъеме ее на 1°C выше заданной - команду на ее выключение.

Это основной набор функций этого блока. Однако на самом деле он должен выполнять целый набор задач, которые и были сформулированы в начале работы по созданию современной модификации этого блока. В соответствии с задачами, ставившимися при разработке блока БУИ-1, он должен:

- индицировать показания датчиков температуры воздуха в кабине и в салоне;
- позволять водителю выставить желаемые значения температуры воздуха в кабине и в салоне и индицировать эти значения;
- управлять на основе заданных желаемых значений температуры и фактических значений

температуры воздуха в кабине и в салоне включением и выключением отопителей (подачей напряжения на блоки нагрева и их отключением);

- фиксировать суммарное время работы отопителей салона и кабины (для последующего анализа затраченной на отопление энергии);

- фиксировать суммарное количество включений и выключений подающих напряжение на блоки нагрева контакторов (для контроля использования их ресурса);

- индицировать состояние линий связи блока с датчиками.

Что касается основной задачи этого блока - обеспечения заданных температур воздуха в салоне и кабине - то алгоритм этой функции достаточно прост:

- в случае, когда отопители (отдельно - салона, отдельно - кабины) выключены, и температура воздуха опустилась на 1°C ниже заданных значений, блок БУИ-1 должен обеспечивать включение контакторов и подачу напряжения на отопители;

- в случае, когда отопители (отдельно - салона, отдельно - кабины) включены, и температура воздуха поднялась на 1°C выше заданных значений, блок БУИ-1 должен обеспечивать выключение контакторов и снятие напряжения с отопителей.

3. Схемотехническое решение блока управления климатом, особенности работы разработанной схемы. Программное обеспечение системы обеспечения климата, протоколы обмена.

В рамках настоящего раздела представляется необходимым представить следующие материалы, необходимые для описания разработки модернизированного блока управления и индикации в целом:

- описание устройства;
- описание контроллера (ATmega8);
- взаимодействие с дисплеем (MT-10T12);
- взаимодействие с датчиком (ds1820).

Для написания и отладки программной части разрабатываемого устройства использовался блок управления и индикации БУИ-01. Для питания блока на 11-й вывод поступает напряжение $+24\text{В}$. Через защитный диод (от смены полярности) VD-1 и резистор R6 напряжение поступает на опорный стабилитрон VD-2 24В . Конденсаторы C1, C2 предназначены для фильтрации пульсаций входного напряжения. Отфильтрованное напряжение поступает на вход преобразователя DC/DC на микросхеме VR1,

которая преобразует входное напряжение в стабилизированное напряжение +5В для питания процессора. С помощью резисторов R14 - R16 и управляемого стабилитрона D3 формируется напряжение питания индикатора +3В. Сигнал с датчиков В3, В4 поступает через защитные резисторы R1, R2, поступает на вход процессора. Резисторы R3 и R4 предназначены для питания датчиков и формирования высокого уровня напряжения на шине датчиков. Выключатели S1 - S4 предназначены для формирования установок температуры в кабине водителя и салоне трамвая или троллейбуса. Напряжение с выводов процессора PD7, PD6 поступает по последовательному каналу стандарта I2C на вход индикатора. Сигналы с выхода процессора PC4 через резистор R12 и транзистор VT1, преобразующие напряжение с +5В до +12 - +24В. Этот сигнал используется для управления ключами T2 - T5, которые передают напряжение +24В для питания промежуточных реле, включающих отопители салона. Схема на резисторах R13, VT2 и полевом ключе T1 предназначена для формирования сигналов включения промежуточного реле для включения отопителя кабины машиниста. Принципиальная электрическая схема блока представлена на рис. 1.

В БУИ-1 используется восьмибитный микроконтроллер ATmega8, способный работать с тактовой частотой до 16 МГц (до 8 МГц с интегрированным генератором частоты). Он обладает 8 КБ постоянной flash-памяти, выдерживающей 10000 циклов перезаписи, 1 КБ оперативной памяти и 512 Б EEPROM на 10^5 циклов перезаписи.

Для написания кода и генерации прошивки использовалась программа Atmel Studio 6.2 (бывшая AVRStudio), для записи прошивки в память контроллера - CodeVisionAVR.

В устройстве используется десяти сегментный дисплей типа МТ-10Т12 (фото на рис.2), получающий команды по шине I²C. В составе контроллера ATmega8 присутствует аппаратный контроллер дисплея, но из-за особенностей схемы нет возможности использовать его.

Для упрощения задачи была использована библиотека I2C.h, позволяющая проводить инициализацию шины и передавать команды с любых выводов контроллера в пределах одного порта. Она была настроена на выводы 6 и 7 порта D в соответствии со схемой устройства, задержка шины была увеличена до рекомендуемой производителем дисплея (50 мкс вместо 10, стандартных для шины I²C).

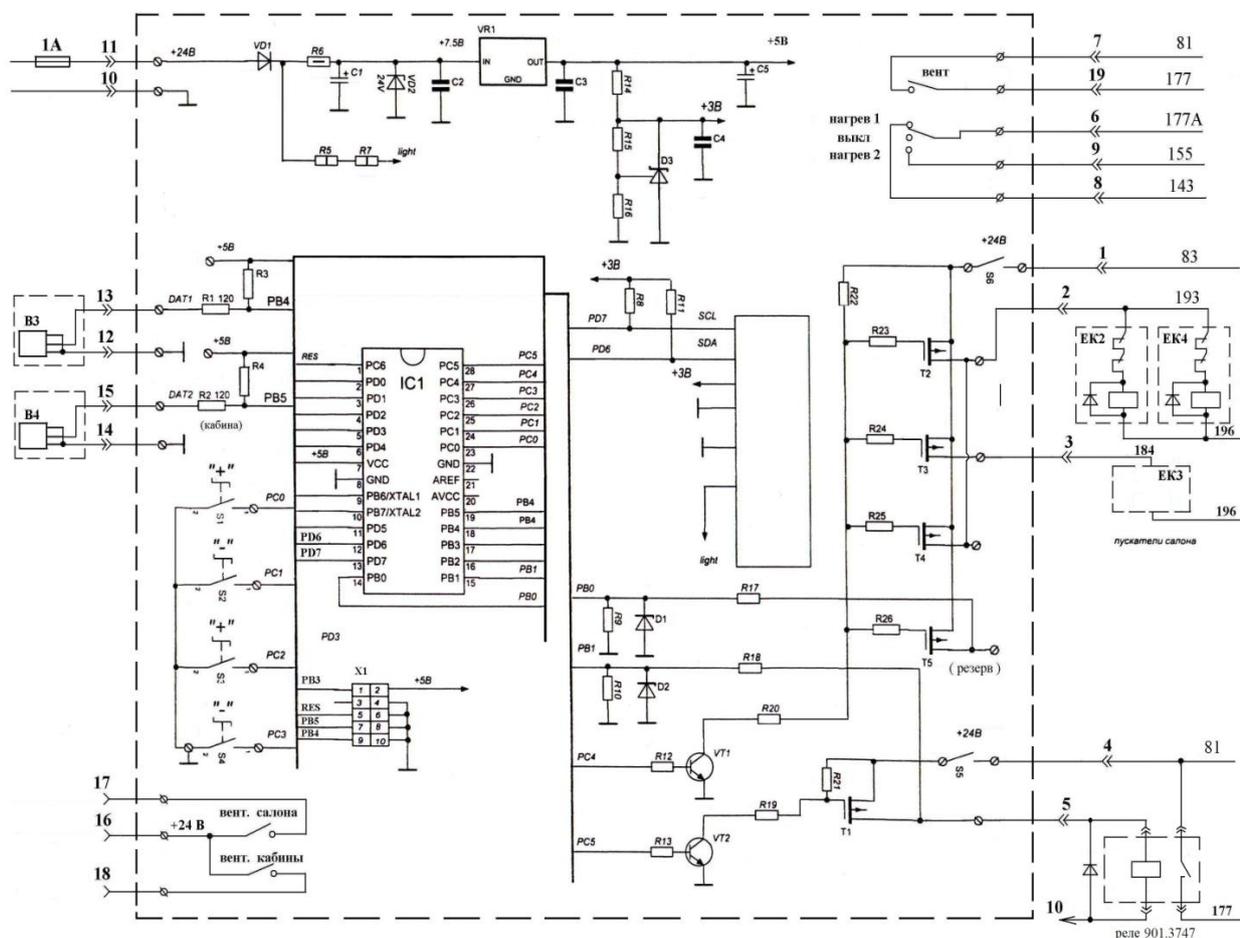


Рис. 1 - принципиальная электрическая схема блока управления и индикации БУИ-1.

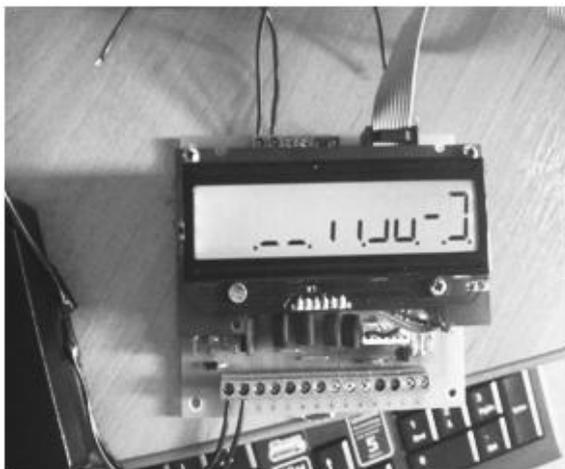


Рис. 2. Фотография дисплея блока БУИ-1. Первые 7 символов - подряд 0x00-0x06, затем 0x0F, 0x11 и 0xC7.

Для упрощения задачи была использована библиотека I2C.h, позволяющая проводить инициализацию шины и передавать команды с любых выводов контроллера в пределах одного порта. Она была настроена на выводы 6 и 7 порта D в соответствии со схемой устройства, задержка шины была увеличена до рекомендуемой производителем дисплея (50 мкс вместо 10, стандартных для шины I²C).

После инициализации шины, проходящей один раз после включения устройства, необходимо передать дисплею несколько байт для настройки и десять байт, соответствующих отображаемым символам. Каждый сегмент дисплея состоит из восьми элементов, включаемых соответствующими битами байта отображаемого символа.

Устройству предстоит взаимодействовать с цифровыми датчиками DS1820 (рис. 3). Один датчик устанавливается в салоне троллейбуса, другой - в кабине водителя.



Рис. 3. Фотография цифрового датчика DS1820 в корпусе

Датчики используют протокол 1-Wire, получая питание от шины данных. Для нормальной работы шины она должна быть подтянута к единице (+5В) резистором 1,5 кОм, нормальное её состояние 1.

Для инициализации шины нужно подать на неё «0» (замкнуть на землю) на время, от 480 до 960 мкс ("импульс сброса"), для повышения стабильности использовался интервал 600 мкс. После этого, через 15-60 мкс после восстановления «1», датчик должен ответить установкой на шине логического нуля на 60-240 мкс.

После импульса сброса нужно передать датчику команду. Команды состоят из восьми бит, передаются с конца. Время разделяется на тайм-слоты по 60 мкс. Для передачи бита нужно подать на шину «0» на 1-15 мкс, после чего выставить «1» или «0» для передачи соответствующего значения до конца тайм-слота, а затем вернуть «1» минимум на 1 мкс до начала следующего тайм-слота.

Первая команда в случае, когда к выводу контроллера подключен один датчик, должна привести к пропуску передачи серийного номера датчика. Подключать к одному выводу несколько датчиков нецелесообразно, поскольку в таком случае придётся после подключения объяснять устройству, где (в кабине или в салоне) какой из них установлен, а выводов используемого контроллера для решения всех стоящих перед ним задач хватает с некоторым запасом.

Второй командой нужно запустить процесс измерения температуры, результаты которого записываются в оперативную память датчика. Этот процесс занимает 750 мс. В это время контроллер должен помочь резистору шины обеспечить необходимое напряжение на ней, так как через датчик во время измерения течёт больший ток, чем обычно, а питается он от шины данных.

После измерения необходимо снова подать импульс сброса, команду на пропуск передачи серийного номера и дать новую команду - вывод содержимого оперативной памяти. В ответ датчик выведет все 9 байт своей оперативной памяти, в первых двух из которых будет содержаться температура с учётом знака, в шести служебная информация, а в последнем - контрольная сумма для проверки достоверности полученной информации.

Приём бита начинается с того, что контроллер генерирует на шине «0» на 1-15 мкс. Видя это, датчик либо устанавливает «0» чтобы передать 0, либо не вмешивается, оставляя «1» чтобы передать 1. Выставленное значение датчик держит 15-60 мкс. Приём байта начинается с младшего бита.

Поскольку процесс измерения идёт довольно долго, целесообразно запускать его одновременно на обоих датчиках. Передавать им команды тоже проще всего синхронно. Принимать же данные проще последовательно, отведя одному из датчиков больше времени на измерение. Полученную информацию необходимо преобразовать в температуру, вывести на

дисплей и использовать в процессе управления системой управления микроклиматом.

4. Описание конструкции блока управления климатом.

Конструктивно блок управления и индикации выполнен в виде устройства, размещенного в отдельном корпусе. В процессе настоящей работы он подвергся значительной миниатюризации (рис. 4).

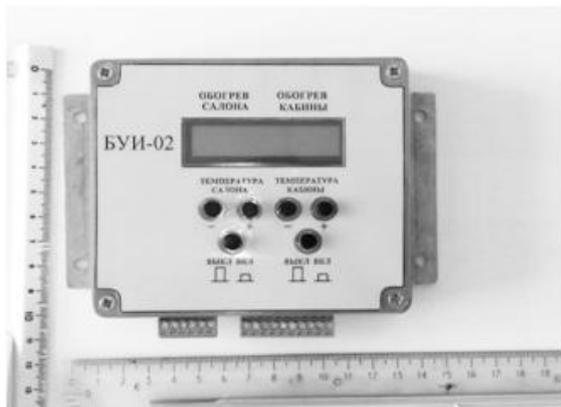


Рис. 4. Фотография модернизированного блока БУИ-1М

Блок размещается в кабине водителя за его спиной, на перегородке между кабиной и салоном. Водителю достаточно удобно пользоваться им во время стоянки троллейбуса, повернувшись к нему на кресле.

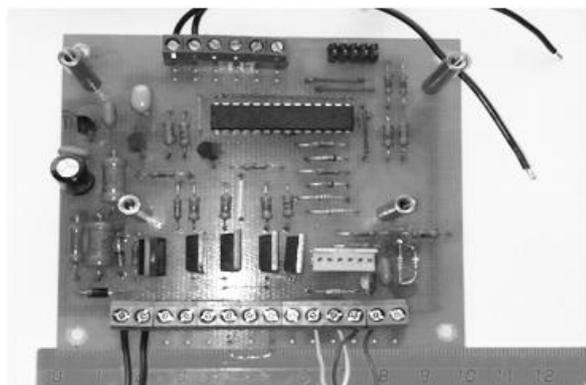


Рис. 5. Фотография печатной платы БУИ-1 с установленными на ней электрическими компонентами

Внутри корпуса БУИ-1 размещается электрическая схема с контроллером и элементами обвязки, выполненная на печатной плате размером 90*100 мм (рис. 5). На самой плате установлен дисплей (рис. 6). Все это вместе размещается внутри стандартного алюминиевого корпуса, обеспечивающего защиту электрической части блока от климатических и механических воздействий.

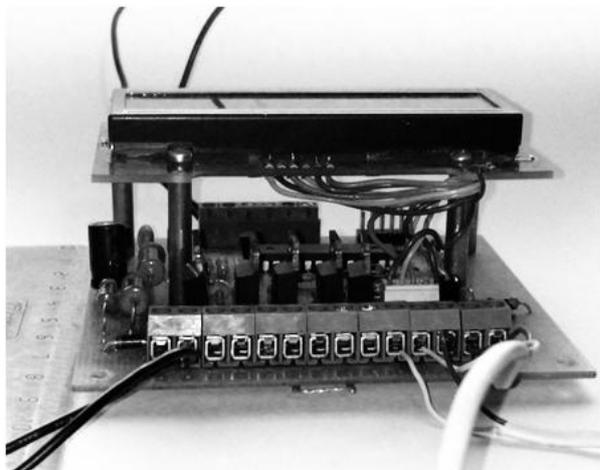


Рис. 6. Фотография печатной платы БУИ-1 с установленным на ней дисплеем.

Результаты испытаний работы блока в составе системы, а также результаты, полученные по обеспечению с его помощью комфортного климата, и данные по энергосбережению представлены в части 1 настоящей работы.

5. Заключение

В результате выполнения работы удалось создать блок управления для автоматизированной системы управления климатом электротранспортного средства, решающий две основные задачи:

- обеспечения климатической комфортности для водителя и пассажиров;
- минимизации энергии, забираемой от контактной сети для поддержания требуемой температуры в салоне и кабине водителя.

В процессе работы найдено наиболее простое и эффективное схемотехническое решение блока управления, создано программное обеспечение для его функционирования по заданному алгоритму, найдено и реализовано его конструктивное исполнение.

Библиографический список

1. Гольдштейн С. Б., Носачёв В.М., Кобец А.К., Явчуновский В.С. Система автоматического управления микроклиматом троллейбуса. Часть 1. Режимы работы и экономические аспекты задачи энергосбережения // Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып.21. 2014 г., С.27.
2. Мирошник А.В., Явчуновский В.Я. Климат-контроль как наиболее эффективный подход к энергосбережению на городском электротранспорте. Часть 1. Экспериментальные данные и предварительные расчеты.// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып.18. 2011 г., С. 3-16.
3. Мирошник А.В., Явчуновский В.Я., Козлов А.В. Климат-контроль как наиболее эффективный подход к энергосбережению на городском электротранспорте.
4. Часть 2. Теоретическая оценка энергопотребления.// Вопросы прикладной физики. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. Вып.18. 2011 г., С. 16-22.
5. Отопитель электротранспортный: пат. на изобретение 2343365 Рос. Федерация: МПК F24H 3/04/ Явчуновский В.В., Пресняков И.И., Хомутов П.К.; патентообладатель ООО НПФ «Этна», - № 2006144137/06, заявл. 14.12.2006; опубл. 10.01. 2009, Бюл. № 1.
6. Обогреватель воздуха салона электротранспорта: пат. на изобретение 2343364 Рос. Федерация: МПК F24H 3/04/ Явчуновский В.В., Пресняков И.И., Хомутов П.К.; патентообладатель ООО НПФ «Этна», - № 2006144138/06, заявл. 14.12. 2006; опубл.10.01.2009, Бюл. № 1.
7. Устройство для подогрева воздуха электротранспорта: пат. на полезную модель 73058 Рос. Федерация: МПК F24H 3/04/ Явчуновский В.Я., Явчуновский В.В., Козлов А.В.; патентообладатель ООО НПФ «Этна», - № 2008102714/11, заявл. 29.01.2008; опубл. 10.05.2008, Бюл. № 13.

**THE CLIMATE AUTOMATIC CONTROL SYSTEM OF TROLLEYBUSES
PART 2. THE SYSTEM CONTROL UNIT CIRCUIT SOLUTIONS AND DESIGNING**

V.M. Nosachev, A.K. Kobets, V.S. Yavchunovskiy

The problems of creation of the automated control units for trolleybus heating that maintain the interior temperature to within $\pm 1^{\circ}\text{C}$ are discussed. Approaches to circuit solutions and software development of these devices are described. The description of their design is given.

О ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ДРОБОВЫХ ШУМОВ НА НЕОДНОРОДНОМ ПОТЕНЦИАЛЬНОМ БАРЬЕРЕ

А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, В.В. Машников, С.А. Шаповалов

Саратовский государственный университет
Шаповалов Александр Степанович, д.ф.-м.н., профессор кафедры прикладной физики
 Машников Валерий Васильевич, к.ф.-м.н., доцент кафедры прикладной физики
 Portland State University, USA

Минкин Леонид Моисеевич, профессор
 Саратовское электроагрегатное производственное объединение
Шаповалов Степан Александрович, инженер

Исследуется частотная зависимость спектра дробовых флуктуаций тока на неоднородном потенциальном барьере. Углом пролёта пренебрегается. Аномальная компонента флуктуаций тока, возникающая на таком барьере, характеризуется спектром конечной ширины. Определяется ширина спектра в зависимости от параметров неоднородности барьера.

Проблема дробового шума изучена достаточно хорошо только для идеального однородного потенциального барьера. Реальные потенциальные барьеры, которые преодолевают потоки свободных носителей заряда в электровакуумных и полупроводниковых приборах неоднородны. Для определённости в дальнейшем будет рассматриваться процесс прохождения электронов через потенциальный барьер в плоскости термоэлектронного эмиттера. Углом пролёта будем пренебрегать. Аналогичные рассуждения можно провести для любого барьера, в частности, для *p-n* перехода в полупроводниковых системах и т.д. Как показывают измерения, уровень дробовых шумов на неоднородных барьерах может существенно превышать величину, определяемую формулой Шоттки [1-3], то есть иметь аномальный характер. Объяснение физической и статистической природы аномального дробового шума, в связи с теоретической и практической значимостью этого эффекта, носит принципиальный характер.

Для объяснения природы аномального дробового шума в работе [2] предложена соответствующая статистическая модель неоднородного эмиттера. Согласно этой модели для реального эмиттера характерна неоднородность его эмиссионных состояний. Под ней понимается [1,2] существование у катода множества эмиссионных состояний, каждому из которых соответствует своё значение параметра интенсивности эмиссии $\lambda(t)$, равного среднему числу электронов, проходящих через потенциальный барьер за единицу времени, примыкающий к моменту времени t . Параметр λ носит случайный характер, так как определяется рядом случайных процессов, протекающих на поверхности эмиттера и в его глубине. К ним относятся, например, процессы испарения атомов эмитирующего покрытия с поверхности катода, процессы оседания на поверхность эмиттера атомов остаточных газов, процессы восстановления окиси барьера металлами ядра оксидного катода и диффузии избыточного барьера на поверхность катода и т.д.

Классические расчёты спектра флуктуаций тока эмиссии на поверхности катода (на выходе из барьера), которые приводят к формуле Шоттки, основываются на предположении, что число электронов, испускаемых катодом за некоторый интервал времени, рас-

пределено по закону Пуассона, а это означает, что интервал времени τ между двумя последовательными актами испускания электронов распределён по экспоненциальному закону, в котором параметр λ является детерминированной постоянной величиной.

$$f(\tau) = \lambda e^{-\lambda\tau}. \quad (1)$$

Здесь $f(\tau)$ – плотность распределения τ . Для реального катода, обладающего неоднородностью эмиссионных состояний плотность распределения (1) следует рассматривать как условную. Безусловную плотность вероятности τ нетрудно найти, задав тот или иной закон распределения λ . Естественно, она будет отличаться от экспоненциального распределения, а интенсивность дробовых шумов будет отлична от уровня Шоттки. Это отличие объясняется тем, что при распределении интервала τ по закону, отличному от экспоненциального, последовательность актов испускания электронов перестаёт быть Пуассоновским процессом, то есть процессом без последствия. Может показаться, что при введении в рассмотрение различных возможных значений λ , последовательность актов испускания электронов становится нестационарным процессом Пуассона, и появление аномального дробового шума является следствием этой нестационарности. Как показано в [2], для нестационарного процесса Пуассон, когда $\lambda = \lambda(t)$, уровень дробового шума, по-прежнему, определяется формулой Шоттки. Таким образом, возникновение аномального дробового шума связано не с исчезновением стационарности потока рассматриваемых событий, а с появлением последствия.

Спектральная плотность флуктуаций тока эмиссии $S_i(\omega)$ при произвольном законе распределении интервала τ описывается следующим выражением [2]:

$$S_i(\omega) = \frac{eI_0}{2\pi} \gamma(\omega), \quad (2)$$

где

$$\gamma(\omega) = 1 + 2\text{Re} \frac{M \left\{ e^{j\omega\tau} \right\}}{1 - M \left\{ e^{j\omega\tau} \right\}}, \quad (3)$$

ω – круговая частота, e – модуль заряда носителя, I_0 – постоянная составляющая тока эмиссии, $\gamma(\omega)$ – коэффициент, показывающий превышение уровня ано-

мального дробового шума над уровнем Шоттки, M – символ взятия математического ожидания. Фактически величина $\gamma(\omega)$ является безразмерной спектральной плотностью флуктуаций тока эмиссии, так как представляет собой отношение спектральной плотности дробового шума на неоднородном катоде к аналогичной величине на однородном эмиттере. Легко показать, что при экспоненциальном распределении интервала τ величина $\gamma(\omega)$ равна 1. Для других законов распределения τ эта величина больше 1 [1,2].

При подстановке (3) в (2) нетрудно выяснить структуру спектральной плотности дробового шума неоднородного эмиттера. Спектральная плотность (2) описывается двумя слагаемыми и представляет собой суперпозицию двух спектров. Первое слагаемое соответствует классическому белому шуму, уровень которого отвечает формуле Шоттки. Второе слагаемое описывает аномальную компоненту, спектр которой зависит от частоты. Таким образом, неоднородность эмиссионных состояний вызывает два эффекта. Первый эффект заключается в увеличении уровня дробового шума. Вторым эффектом – возникновение частотной зависимости спектральной плотности даже при нулевом угле пролёта. По мере продвижения в высокочастотные диапазоны интерес ко второму эффекту возрастает. По этой причине в данной работе основное внимание уделяется именно этому эффекту.

Для исследования частотной зависимости спектра аномальных дробовых шумов воспользуемся наиболее простой моделью неоднородности эмиссионных состояний [2], которую для краткости можно называть двухуровневой. Будем считать, что эмиттер может иметь два эмиссионных состояния, которым соответствуют значения параметра интенсивности эмиссии λ_a и λ_p ($\lambda_a > \lambda_p$). Вероятность реализации значения λ_a , соответствующего более активному эмиссионному состоянию катода, обозначим p_a , вероятность реализации значения λ_p , соответствующего более пассивному эмиссионному состоянию катода, примем равной $p_p = 1 - p_a$. В этом случае безусловная плотность вероятности интервала примет вид [2]

$$f(\tau) = p_a \lambda_a e^{-\lambda_a \tau} + p_p \lambda_p e^{-\lambda_p \tau},$$

а коэффициент роста спектральной плотности дробового шума относительно уровня Шоттки определится выражением

$$\gamma(\omega) = 1 + 2 \frac{a(1-a) - b^2}{(1-a)^2 + b^2}, \quad (4)$$

где

$$a = \operatorname{Re} M \{ e^{j\omega\tau} \} = p_a \frac{\lambda_a^2}{\lambda_a^2 + \omega^2} + p_p \frac{\lambda_p^2}{\lambda_p^2 + \omega^2}, \quad (5)$$

$$b = \operatorname{Im} M \{ e^{j\omega\tau} \} = p_a \frac{\lambda_a \omega}{\lambda_a^2 + \omega^2} + p_p \frac{\lambda_p \omega}{\lambda_p^2 + \omega^2}. \quad (6)$$

В дальнейшем для удобства анализа введём в рассмотрение следующие безразмерные величины: перепад β величины параметра интенсивности эмиссии и относительную частоту Ω флуктуаций

$$\beta = \frac{\lambda_a}{\lambda_p}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\lambda_0}.$$

Здесь

$$\lambda_0 = M\{\lambda\} = p_a \lambda_a + p_p \lambda_p.$$

В этих обозначениях выражения (5),(6) запишутся так:

$$a = \frac{p_a \beta^2}{\beta^2 + [1 + p_a (\beta - 1)]^2 \Omega^2} + \frac{1 - p_a}{1 + [1 + p_a (\beta - 1)]^2 \Omega^2}, \quad (7)$$

$$b = \Omega \left\{ \frac{p_a \beta [1 + p_a (\beta - 1)]}{\beta^2 + [1 + p_a (\beta - 1)]^2 \Omega^2} + \frac{(1 - p_a) [1 + p_a (\beta - 1)]}{1 + [1 + p_a (\beta - 1)]^2 \Omega^2} \right\} \quad (8)$$

Подстановка выражений (7) и (8) в (4) приводит к окончательному выражению для коэффициента γ . Указанное выражение оказывается довольно громоздким, поэтому для его более краткого представления разумно воспользоваться дополнительными обозначениями его частей, зависящих от основных параметров модели p_p и β , которые имеют ясный физический смысл. В качестве таких дополнительных обозначений, упрощающих представление и расчёт зависимости γ от безразмерной частоты Ω флуктуаций, примем следующие равенства:

$$k = 1 + p_a (\beta - 1),$$

$$s = 1 + p_a (\beta^2 - 1),$$

$$m = p_a + \beta^2 (1 - p_a),$$

$$n = \beta [p_a + \beta (1 - p_a)].$$

В этих обозначениях окончательное выражение для коэффициента $\gamma(\Omega)$ имеет вид

$$\gamma(\Omega) = 1 + 2 \frac{(\beta^2 + sk^2 \Omega^2)(m + k^2 \Omega^2) - (n + k^3 \Omega^2)^2}{k^2 \Omega^2 (m + k^2 \Omega^2)^2 + (n + k^3 \Omega^2)^2}. \quad (9)$$

На основе выражения (9) можно рассчитать зависимость $\gamma = \gamma(\Omega)$ при любых сочетаниях параметров модели p_p и β . Прежде чем приводить результаты расчёта этой зависимости целесообразно представить известные данные об уровне дробовых шумов рассматриваемой модели неоднородного эмиттера на частотах значительно меньших, чем отношение постоянной составляющей тока эмиссии к абсолютной величине заряда носителя. В [2] было показано, что в этой области частот спектр дробовых флуктуаций практически равномерен, а величина γ совпадает с квадратом коэффициента вариации интервала τ . Указанные данные позволяют составить представление о режимах работы рассматриваемой модели, для которых будут приведены зависимости $\gamma = \gamma(\Omega)$.

Как показали расчёты γ на низких частотах [2], при фиксированном перепаде β параметра интенсивности эмиссии кривые зависимости величины γ от вероятности p_p активного состояния имеют максимумы в точках $p_{a\max} = \beta / (1 + \beta)$.

Высота максимумов составляет $\gamma_{\max} = 1 + [(\beta - 1)^2 / 2\beta]$. Вид этих кривых представлен на рис. 1. (Параметр β здесь обозначен как β_λ .)

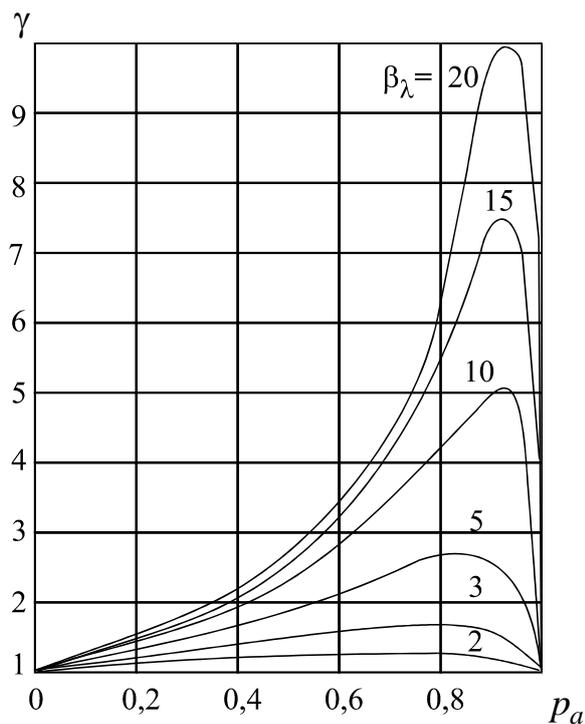


Рис. 1.

Кривая зависимости γ_{\max} от β приведена на рис. 2.
 γ_{\max}

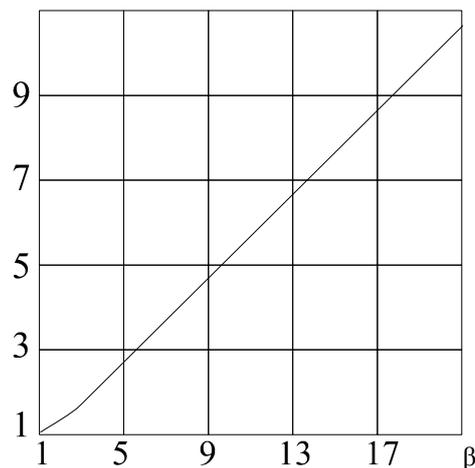


Рис. 2.

Кривые рис. 1,2 иллюстрируют, по существу, первый эффект влияния неоднородности эмиссионных состояний эмиттера на спектр флуктуаций тока. За счёт этого эффекта уровень флуктуаций тока может существенно возрасти. Для анализа второго эффекта – возникновения частотной зависимости спектральной плотности флуктуаций тока – приведём расчётные кривые зависимости коэффициента γ от приведённой частоты Ω .

На рис. 3 показаны кривые зависимости $\gamma = \gamma(\Omega)$, рассчитанные на основе (9) при фиксированной вероятности активного эмиссионного состояния $p_a = 0,9$ и значениях перепада параметра интенсивности эмиссионных состояний $\beta = 4; 6; 8; 10$.

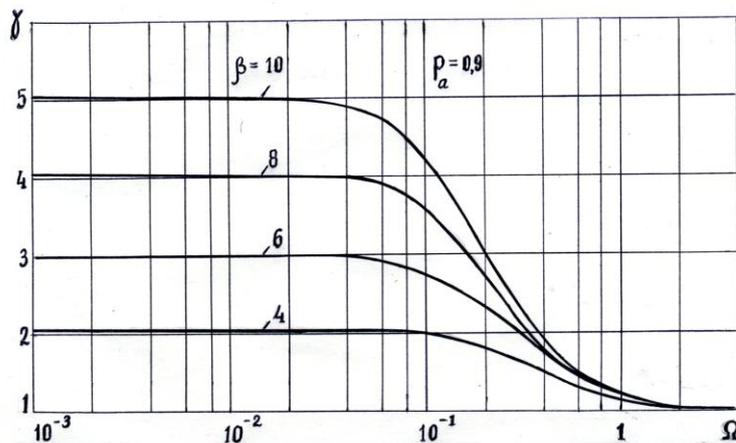


Рис. 3.

Из рисунка следует, что по виду спектральная плотность аномальной компоненты дробового шума, возникающая за счёт неоднородности эмиссионных состояний и определяемая фактически величиной $\gamma - 1$, близка к Лоренцеву спектру. Величина параметра перепада β влияет на ширину спектра незначительно.

Результаты определения ширины спектра иллюстрируются кривой рис. 4. Указанная кривая показывает зависимость ширины спектра $\Delta\Omega$ (определённой по уровню 0,5 относительно максимального значения $\gamma - 1$) от β при $p_p = 0,9$.

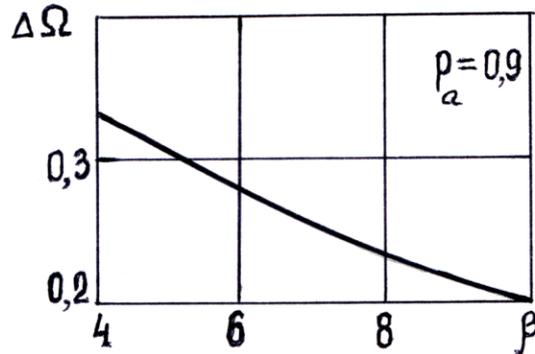


Рис. 4.

С увеличением β ширина спектра уменьшается. Но это изменение невелико. Действительно при увеличении β в 2,5 раза величина $\Delta\Omega$ уменьшается примерно в 1,6 раза. Тем не менее, кривые рисунков 4, 3, а также 1, позволяют сделать определённый вывод о закономерности в поведении ширины спектра. Продвижение в область более высоких значений уровня аномальных дробовых шумов за счёт увеличения β ведёт к умень-

шению ширины спектра аномальной компоненты дробовых флуктуаций тока эмиссии.

На рис. 5 представлены кривые зависимости $\gamma = \gamma(\Omega)$, рассчитанные на основе (9) при фиксированном перепаде параметра интенсивности эмиссионных состояний $\beta=10$ и различных значениях вероятности активного эмиссионного состояния, равных $p_a = 0,3; 0,5; 0,7; 0,9$.

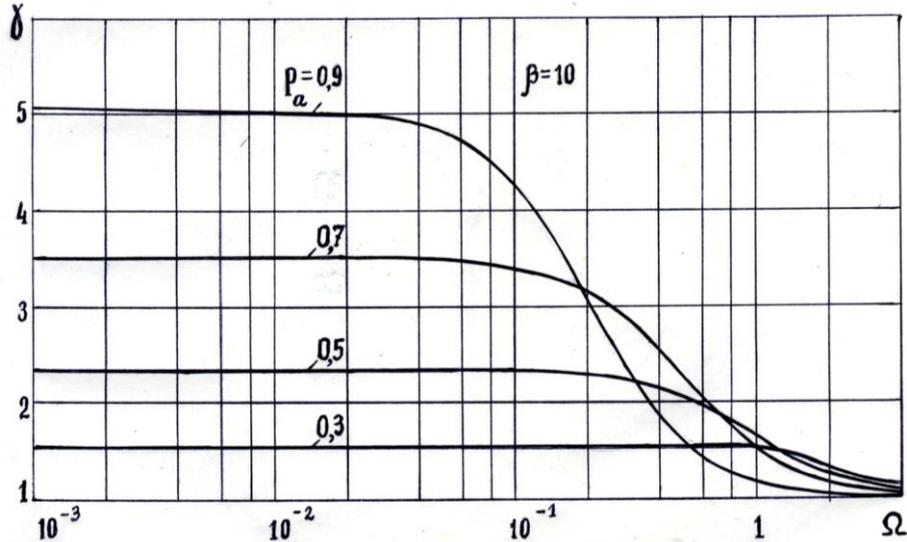


Рис. 5.

По сравнению с предыдущим случаем вид кривых изменился несильно. Однако влияние варьируемого параметра на ширину спектра проявляется более заметно. С ростом вероятности активного состояния ширина спектра уменьшается.

Кривая зависимости ширины спектра $\Delta\Omega$ аномальной компоненты дробового шума от вероятности активного состояния p_a при $\beta=10$ показана на рис. 6.

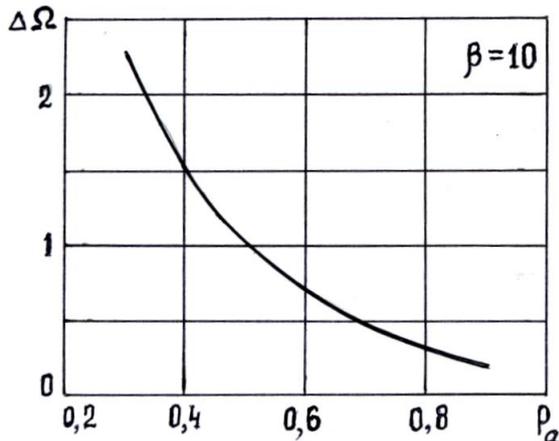


Рис. 6.

Как следует из рисунка, с увеличением вероятности p_a активного состояния в 3 раза ширина спектра уменьшается в 9 раз. В то же время из рисунков 1 и 5 видно, что увеличение p_a ведёт к росту уровня равномерной (низкочастотной) части спектра аномальных дробовых шумов. Таким образом, продвижение режима работы неоднородного катода в область высоких значений уровня шумов за счёт увеличения p_a так же, как и в случае увеличения β , ведёт к уменьшению ширины аномальной компоненты спектра.

В заключение работы остановимся на практических выводах проведённого исследования. Кривые рисунков 3 и 5 иллюстрируют зависимость относительной (безразмерной) спектральной плотности от безразмерной частоты. Для получения информации о спектре в обычных размерных единицах, очевидно, указанные кривые необходимо использовать для построения зависимостей $\gamma(\Omega)eI_0/2\pi$ от $\lambda_0\Omega = I_0/e$. Подобную операцию необходимо проводить и при определении ширины спектра с помощью кривых рис. 4 и 6. Так, ширине спектра аномального дробового шума в безразмерной переменной $\Delta\Omega$ соответствует ширина спектра в герцах $\Delta f = \Delta\Omega\lambda_0/2\pi$. Для оценки возможных значений ширины спектра аномальных дробовых шумов предположим, что ток электронного прибора равен 10 мА. В этом случае ширина спектра в герцах составит 10^{15} Гц (оптический диапазон электромагнитных волн). Если прибор слаботочный и сила тока оценивается величиной порядка 1 мкА, то Δf составит 10^{11} Гц (субмиллиметровый диапазон длин волн). Таким образом, в слаботочных приборах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн аномальная компонента дробового шума может быть мала, а результирующая спектральная плотность дробового шума может определяться уровнем Шоттки. При реальных токах, наблюдающихся в большинстве электронных приборов, спектральная плотность дробового шума неоднородного эмиттера для всех частот колебаний, применяемых в современной электронике, может быть значительно выше уровня Шоттки. Это обстоятельство должно учитываться при разработке электронных приборов различного диапазона длин волн и объяснении результатов их экспериментального исследования.

Библиографический список

1. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А., Аношкин В.А. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2001. Вып. 7. С. 22-25.
2. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров. – Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983. – 90 с.
3. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу об уровне дробового шума термокатода // ЖТФ. – 1974. – Т. 44, № 10. – С. 2174–2177.

**ABOUT THE FREQUENCY DEPENDENCE OF THE SPECTRAL DENSITY OF SHOT NOISE
ON INHOMOGENEOUS POTENTIAL BARRIER**

¹A. S. Shapovalov, ²L. M. Minkin, ¹V. V. Mashnikov, ³S. A. Shapovalov

¹Saratov state University

²Portland State University, USA

³Saratov Electric Aggregate Production Association

It is investigated the frequency dependence of the spectrum of shot fluctuations of current on an inhomogeneous potential barrier. The transit angle is negligible small. The anomalous component of current fluctuations, arising on such barrier, is characterized by a spectrum of finite width. The dependence of the width of the spectrum on the parameters of the inhomogeneous barrier is determined.

УДК 621.3.032.21

**ЗАВИСИМОСТЬ УРОВНЯ ДРОВОВЫХ ШУМОВ НЕОДНОРОДНОГО ЭМИТТЕРА ОТ ХАРАКТЕРА
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИИ**

А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов

Саратовский государственный университет

Шаповалов Александр Степанович,

д.ф.-м.н., профессор кафедры прикладной физики

Саратовское электроагрегатное производственное объединение

Шаповалов Степан Александрович, инженер

Исследуется уровень дробового шума неоднородного катода. Предполагается, что эмиттер имеет множество эмиссионных состояний, а распределение параметра интенсивности эмиссии соответствует различным усечённым модификациям гиперболического закона.

В работах [1-3] показано, что одной из вероятных причин аномально высокого уровня дробовых шумов эмиттера может служить неоднородность его эмиссионных состояний. Соответствующий расчёт основан на предположении, что в каждом эмиссионном состоянии катода интервал времени τ между двумя последовательными актами испускания электронов распределён по экспоненциальному закон с характерным для этого состояния значением параметра интенсивности эмиссии λ (среднего числа электронов, эмитируемых в единицу времени). Величина λ считается случайной и распределённой по некоторому закону $\psi(\lambda)$. В результате безусловный закон распределения $f(\tau)$ интервала τ для катода, имеющего множество эмиссионных состояний перестает быть экспоненциальным, а определяется равенством

$$f(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda e^{-\lambda\tau} \psi(\lambda) d\lambda. \quad (1)$$

В этом случае спектральная плотность $S_i(\omega)$ флуктуаций тока эмиссии отличается от выражения Шоттки $eI_0/2\pi$ (e – абсолютная величина заряда электрона, I_0 – постоянная составляющая тока эмиссии) множи-

телем γ , который для частот значительно меньших I_0/e представляет собой постоянную величину, равную квадрату коэффициента вариации интервала τ . В данной работе исследуется зависимость коэффициента увеличения γ спектральной плотности дробового шума от особенностей распределения $\psi(\lambda)$ параметра интенсивности эмиссии. С этой целью величина γ определяется для двух модификаций усечённого гиперболического закона.

Предположим, что кривая плотности распределения $\psi(\lambda)=\psi_1(\lambda)$ монотонно снижается в направлении более высоких значений параметра интенсивности λ и описывается усечённой гиперболой

$$\psi_1(\lambda) = \begin{cases} \frac{1}{\lambda \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p}} & \text{при } \lambda_p \leq \lambda \leq \lambda_a, \\ 0 & \text{при } \lambda < \lambda_p, \lambda > \lambda_a. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь λ_a и λ_p соответственно максимальное и минимальное дозволённые значения параметра интенсивности эмиссии.

Подставляя (2) в (1) и выполняя интегрирование нетрудно определить безусловную плотность распределения $f_1(\tau)$ интервала τ при $\psi(\lambda)=\psi_1(\lambda)$

$$f_1(\tau) = \frac{e^{-\lambda_p \tau} - e^{-\lambda_a \tau}}{\tau \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p}}. \quad (3)$$

Математические ожидания $M\{\tau\}$ и $M\{\tau^2\}$ (здесь M – символ взятия математического ожидания), соответствующие распределению (3), равны

$$M\{\tau\} = \frac{\lambda_a - \lambda_p}{\lambda_a \lambda_p \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p}}, \quad (4)$$

$$M\{\tau^2\} = \frac{\lambda_a^2 - \lambda_p^2}{\lambda_a^2 \lambda_p^2 \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p}}. \quad (5)$$

Используя математические ожидания (4) и (5), величину γ (квадрата коэффициента вариации интервала τ) можно представить так:

$$\gamma = \frac{\beta + 1}{\beta - 1} \ln \beta - 1, \quad (6)$$

где $\beta = \lambda_a / \lambda_p$ – величина максимального перепада параметра интенсивности эмиссии.

Раскрывая неопределённость, возникающую в (6) при $\beta=1$, несложно установить, что при $\beta \rightarrow 1$ величина γ стремится к 1. С увеличением β величина γ монотонно растёт и при $\beta \gg 1$ приближённо равна $\ln \beta - 1$. Значения коэффициента γ увеличения спектральной плотности флуктуаций по сравнению с уровнем Шоттки, рассчитанные на основе (6), то есть при спадающей кривой распределения $\psi_1(\lambda)$ приведены в таблице 1.

Таблица 1.

β	1,5	2	4	6	8	10	20	40	60	80	100
γ	1,03	1,08	1,3	1,5	1,7	1,8	2,3	2,9	3,2	3,5	3,7

Из выражения (6) и данных таблицы 1 следует, что при рассмотренном (спадающем) характере кривой распределения $\psi_1(\lambda)$ крутизна нарастания коэффициента γ по мере увеличения перепада параметра интенсивности β невелика. При увеличении β на два порядка рост составляет всего несколько единиц.

Полученные данные интересно сравнить с результатами аналогичного расчёта при условии, что плотность распределения параметра интенсивности эмиссии $\psi(\lambda)=\psi_2(\lambda)$ описывается усечённой гиперболой, нарастающей при увеличении β . Будем также считать, что плотность распределения $\psi_2(\lambda)$ отлична от нуля в том же интервале значений параметра интенсивности эмиссии λ . Уравнение кривой распределения λ в этом случае будет иметь вид

$$\psi_2(\lambda) = \begin{cases} \frac{1}{[(\lambda_a + \lambda_p) - \lambda] \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p}} & \text{при } \lambda_p \leq \lambda \leq \lambda_a, \\ 0 & \text{при } \lambda < \lambda_p, \lambda > \lambda_a. \end{cases} \quad (7)$$

При таком выборе кривой $\psi_2(\lambda)$ максимальные и минимальные значения функций $\psi_2(\lambda)$ и $\psi_1(\lambda)$, наблюдающиеся на границах диапазона $[\lambda_a, \lambda_p]$ и в его центре, когда $\lambda = (\lambda_a + \lambda_p)/2$, совпадают, то есть $\psi_1(\lambda_p) = \psi_2(\lambda_a)$, $\psi_1(\lambda_a) = \psi_2(\lambda_p)$, $\psi_1[(\lambda_a + \lambda_p)/2] = \psi_2[(\lambda_a + \lambda_p)/2]$. Таким образом, кривые $\psi_2(\lambda)$ и $\psi_1(\lambda)$ являются зеркальным отражением друг друга в плоскости $\lambda = (\lambda_a + \lambda_p)/2$.

Подстановка (7) в (1) даёт безусловную плотность распределения интервала в виде интеграла

$$f_2(\tau) = \int_{\lambda_p}^{\lambda_a} \frac{\lambda e^{-\lambda \tau}}{[(\lambda_a + \lambda_p) - \lambda] \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p}} d\lambda. \quad (8)$$

Результат интегрирования (8) выражается через интегральную показательную функцию и для расчёта моментов интервала τ неудобен. Поэтому определение математических ожиданий $M\{\tau\}$ и $M\{\tau^2\}$ целесооб-

разно проводить на основе интегрального представления плотности распределения в виде (8) и вычисления двойных интегралов

$$M\{\tau\} = \int_0^{\lambda_a} \int_{\lambda_p}^{\lambda_a} \tau \frac{\lambda e^{-\lambda \tau}}{[(\lambda_a + \lambda_p) - \lambda] \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p}} d\lambda d\tau, \quad (9)$$

$$M\{\tau^2\} = \int_0^{\lambda_a} \int_{\lambda_p}^{\lambda_a} \tau^2 \frac{\lambda e^{-\lambda \tau}}{[(\lambda_a + \lambda_p) - \lambda] \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p}} d\lambda d\tau. \quad (10)$$

Соответствующие расчёты приводят к следующим выражениям для $M\{\tau\}$ и $M\{\tau^2\}$:

$$M\{\tau\} = \frac{2}{\lambda_a + \lambda_p},$$

$$M\{\tau^2\} = \frac{2(\lambda_a - \lambda_p)}{(\lambda_a + \lambda_p) \lambda_a \lambda_p \ln \frac{\lambda_a}{\lambda_p}} + \frac{4}{(\lambda_a + \lambda_p)^2}.$$

Используя эти равенства, выражение для коэффициента γ увеличения спектральной плотности дробовых флуктуаций можно представить так:

$$\gamma = \frac{\beta^2 - 1}{2\beta \ln \beta}. \quad (11)$$

При $\beta \rightarrow 1$ полученное выражение ведёт к неопределённости. Раскрывая её можно показать, что при $\beta > 1$ величина γ стремится к 1. С ростом β величина γ монотонно возрастает и при $\beta \gg 1$ приближённо равна $\beta/2 \ln \beta$. Численные значения коэффициента γ увеличения спектральной плотности флуктуаций по сравнению с уровнем Шоттки, рассчитанные на основе (11), то есть при нарастающей кривой распределения $\psi_2(\lambda)$ приведены в таблице 2.

Таблица 2.

β	1,5	2	4	6	8	10	20	40	60	80	100
γ	1,04	1,09	1,35	1,6	1,9	2,1	3,3	5,4	7,3	9,1	10,9

При нарастающем характере закона распределения $\psi=\psi_2(\lambda)$ при прочих равных условиях кривой $\gamma=\gamma(\beta)$ соответствуют более высокие, чем в предыдущем случае, значения коэффициента γ увеличения интенсивности дробового шума. Причём при малой неоднородности катода ($1<\beta<10$) приращения γ , вызванные изменением характера кривой распределения $\psi=\psi(\lambda)$, невелики. Однако при существенной неоднородности состояний эмиттера ($\beta>10$) эти приращения становятся значительными. Так при спадающем характере

кривой $\psi=\psi(\lambda)$ и $\beta=100$ коэффициент увеличения γ интенсивности шума равен 3,7, а при нарастающей кривой $\psi=\psi(\lambda)$ и $\beta=100$ его величина составляет 10,9, то есть оказывается выше почти в 3 раза.

Аналогичные данные о зависимости уровня аномального дробового шума от характера кривой распределения параметра интенсивности эмиссии содержатся в работе [1]. Это означает, что исследования в этом направлении целесообразно продолжить.

Библиографический список

1. Шаповалов А.С., Шаповалов С.А., Аношкин В.А. // Вопросы прикладной физики. Саратов, 2001. Вып. 7. С. 22-25.
2. Шаповалов А.С., Голубенцев А.Ф., Денисов Ю.И. Эмиссионные и шумовые свойства неоднородных эмиттеров. – Саратов.: Издательство Саратовского университета, 1983. – 90 с.
3. Голубенцев А.Ф., Шаповалов А.С. К вопросу об уровне дробового шума термокатода // ЖТФ. – 1974. – Т. 44, № 10. – С. 2174–2177.

THE DEPENDENCE OF THE LEVEL OF SHOT NOISE OF INHOMOGENEOUS EMITTER ON THE NATURE OF THE DISTRIBUTION OF THE EMISSION INTENSITY PARAMETER

¹A. S. Shapovalov, ²S. A. Shapovalov

¹Saratov State University

²Saratov Electric Aggregate Production Association

The level of shot noise of nonuniform cathode is investigated. It is supposed that the emitter has many emission states, and the distribution of the intensity parameter of the emission corresponds to different modifications of the hyperbolic law.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ ФЛАВОНОИДОВ

М.Д. Элькин, В.Ф. Пулин, П.А. Голиков, В.И. Березин

Элькин Михаил Давыдович, д.ф.-м.н., профессор СГТУ, *elkinmd@mail.ru**Пулин Виктор Федотович*, к.ф.-м.н., доцент СГАУ.*Голиков Павел Александрович*, к.т.н., доцент, Поволжский кооперативный институт*Березин Валентин Иванович*, д.ф.-м.н., профессор СГУ

В рамках метода функционала плотности DFT/b3LYP осуществлены модельные квантовые расчеты геометрической структуры и колебательных спектров ряда флавоноидов (3, 5, 7, 3', 4'- моногидроксизамещенных флавона, 5, 7 и 3',4'- дигидроксизамещенных флавона, 5,7,3',4' тетрагидроксифлавона, 3,5,7,3',4'- пентагидроксифлавона). Выявлены признаки спектральной идентификации соединений. Обосновывается возможность использования информационной технологии «Gaussian» в предсказательных расчетах структуры и спектров исследуемого класса полифенольных соединений.

Введение

Флавоноиды (гидроксизамещенные флавоны) принадлежат к классу полифенольных соединений растительного происхождения. В научном мире интерес к флавоноидам связан с изучением влияния соединений на сигнальные и регуляторные системы клеток, выяснения механизма их биохимического и биофизического действия. Подробности изложены в монографии [1].

Разнообразие соединений огромно (~ 8000 веществ), однако вопрос об использовании для указанных выше целей информации по их спектрохимическим данным, как это следует из монографии [1], даже не рассматривался. Тем самым затрудняется практическое использование уже накопленных экспериментальных данных в задачах идентификации таутомеров и конформеров данного класса соединений, установления связи между их структурой, свойствами и колебательными спектрами.

Согласно современным научным воззрениям, основные физико-химические свойства молекулярных соединений определяются формой их адиабатического потенциала (строением электронной оболочки). Параметры адиабатического потенциала – силовые постоянные (производные по изменению длин валентных связей и валентных углов), поведение дипольного момента и элементов тензора поляризуемости молекулы при колебаниях ядер проявляются в колебательных (ИК и КР) спектрах молекулярных объектов. Индивидуальность в положении и интенсивности полос, интерпретированных как проявление колебаний различных молекулярных фрагментов в ИК и КР спектрах, нашло широкое практическое применение в задачах спектральной идентификации соединений. Диапазон применения весьма широк – от промышленного производства до судебной экспертизы. И здесь возникает проблема

достоверности информации (как одного из основных критериев информационной безопасности), извлекаемой из реального спектрального эксперимента. Без теоретического обоснования отнесения полос не обойтись. В течение длительного периода в этом вопросе доминировали классические методы теории оптических колебательных спектров, основанные на разумном физическом предположении о сохранении оптических параметров полос для отдельных молекулярных фрагментов.

Однако для сложных молекулярных объектов, допускающих возможность существования различных таутомерных форм и конформационных особенностей, требуется иной подход к поиску достоверных дополнительных признаков спектральной идентификации соединений. Такой подход можно осуществить в рамках квантовых расчетов параметров адиабатического потенциала и оценок электрооптических параметров [2].

В данной работе указанный подход продемонстрирован на примере кверцетина (3, 5, 7, 3', 4'- пентагидроксифлавона).

Молекулярная диаграмма базового соединения – флавона представлена на рис.1. По ней можно судить о возможных конформерных формах кверцетина, связанных с

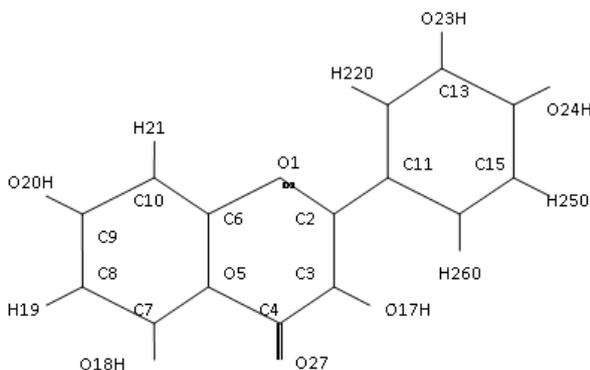


Рис 1. Молекулярная диаграмма кверцетина

взаимным расположением гидроксильных групп (ОН) в каждом положении по отношению к бензольному и сопряженному фрагментам. В связи с этим приняты следующие обозначения конформеров. К конформерам типа А относятся те, для которых направление вектора ОН соответствует обходу атомов шестичленных фрагментов против часовой стрелки.

Результаты модельных расчетов и их обсуждение

Экспериментальными данными по ИК и КР спектрам кверцетина мы не располагаем. Поэтому воспользуемся распространенным в системном

анализе теории колебательных спектров сложных молекулярных объектов приемом. Сопоставим результаты моделирования структуры и спектров ряда тех моно-, ди-, три- и тетрагидроксизамещенных флавона, которые соответствуют по признаку таутометрии кверцетину. Отметим здесь, что в периодической литературе эксперимент по колебательным спектрам флавоноидов касается, как правило, спектрального диапазона 1700-500 см⁻¹ в спектрах комбинационного рассеяния.

Для моногидроксифлавона это замещение атома водорода на гидроксильную группу в положениях 3, 5, 7, 3', 4'. Интерпретация валентных (ν_{OH}) и крутильных (χ_{OH}) колебаний гидроксифрагмента представлена в таблице 1. Полный теоретический анализ спектра фундаментальных колебаний представлен в публикации [3]. Теоретическая интерпретация спектра КР для 3- и 7-таутомеров в диапазоне 1600-450 см⁻¹ предложена в работах [4,5].

Таблица 1

Интерпретация валентных (ν_{OH}) и крутильных (χ_{OH}) колебаний гидроксильных фрагментов в конформерах моногидроксифлавона

Т-р	ν_{OH}								χ_{OH}						
	$\nu_{эксп}$	Ка			$\nu_{эксп}$	Кб			$\nu_{эксп}$	Ка			$\nu_{эксп}$	Кб	
		$\nu_{выч}$	ИК	КР		$\nu_{выч}$	ИК	КР		$\nu_{выч}$	ИК	$\nu_{выч}$		ИК	
3	3615	3618	47	102	3386	3418	119	169	-	459	97	-	641	52	
5	-	3170	390	119	3656	3679	67	202	-	851	93	-	413	91	
7	3636	3658	67	200	3636	3656	48	129	-	374	125	-	387	126	
3'	3655	3698	76	177	3655	3696	51	88	310	338	108	310	340	108	
4'	3655	3690	99	252	3655	3692	101	262	-	362	111	-	359	111	

Примечание. Частоты колебаний в см⁻¹, интенсивности в ИКС в км/моль, в СКР – Å/а.е.м.

В таблицах 2,3 интерпретированы валентные и крутильные колебания ОН фрагментов в 3', 4'- и 5,7- дигидроксизамещенных флавона. Экспериментальные данные по колебательным спектрам для

этих соединений представлены в работах [5-8], полная теоретическая интерпретация спектра фундаментальных колебаний предложена в публикации [9,10].

Таблица 2

Интерпретация валентных и крутильных колебаний гидроксильных фрагментов в конформерах 3', 4' дигидроксифлавона

Т-р	$\nu_{эксп}$ []	3'a;4'a			3'a;4'b			3'b;4'b		
		$\nu_{выч}$	ИК	КР	$\nu_{выч}$	ИК	КР	$\nu_{выч}$	ИК	КР
3'	3655	3711	71	95	3694	120	252	3709	128	262
4'	3610	3648	153	199	3696	44	120	3659	120	98
3'	-	212	122	4	312	69	2	414	65	1
4'	-	458	50	3	360	106	3	251	132	1

Таблица 3

Интерпретация колебаний гидроксильных фрагментов в конформерах кризина (5, 7 дигидроксифлавона)

Т-р	$\nu_{эксп}$ [7,13]	5a;7a			5a;7b			5b;7a			5b;7b		
		$\nu_{выч}$	ИК	КР									
5	-	3121	393	155	3147	409	130	3682	59	182	3679	68	186
7	3656	3692	100	194	3695	73	132	3696	92	188	3694	71	125
5	842	865	103	1	857	100	1	396	72	3	418	110	3
7	310	369	103	3	363	102	3	332	112	4	362	87	3

Для 5, 7, 3', 4' тетрагидроксифлавона (лютеолина) эксперимент по ряду полос представлен в работе [7]. Полная интерпретация колебательного спектра рассматривалась в публикации [11]. Предложенная в таблице 4 интерпретация валентных и крутильных колебаний связей ОН в конформерах соединения аналогична тому, как это имеет место для 3', 4' и 5, 7

дигидроксифлавона. Особенно это касается колебаний 5-ОН и 7-ОН фрагментов (в первом столбце таблицы это помечено символом К'). Тем самым подтверждается высказанное в публикациях [9-12] предположение, что весь набор фундаментальных колебаний флавоноидов можно условно разделить на две группы. Первая относится к колебаниям бензольного фрагмента, вторая

связана с колебаниями сопряженного фрагмента. Делокализация колебаний может иметь место только для диапазона, в котором проявляются деформационные колебания связей СН и ОН. Крутильное колебание бензольного и сопряженного фрагментов относительно друг друга вокруг связи C₂-C₁₁ соответствует механизму свободного

вращения. Достоверность последнего предположения подтверждается результатами модельных расчетов положения и интенсивностей полос даже в случае плоской исходной конформационной модели флавоноидов, для которой зачастую указанное крутильное колебание не воспроизводится (значение частоты принимает отрицательное значение).

Таблица 4

Интерпретация валентных и крутильных колебаний гидроксильных фрагментов в конформерах лютеолина (5,7,3',4' тетрагидроксифлавона)

Кон-р	Т-р	V _{эксп} [13,14]	V _{выч}	5a;7a		5a;7b		5b;7a			5b;7b		
				ИК	КР	ИК	КР	V _{выч}	ИК	КР	V _{выч}	ИК	КР
K'	5	-	3122	434	148	437	165	3683	59	188	3680	68	192
K'aa	3',7	-	3701	172	283	138	217	3706	161	277	3705	134	210
	4'	3639	3646	157	208	156	204	3648	148	186	3649	147	182
K'ab	3',4',7	-	3696	271	573	238	503	3696	250	544	3698	224	472
K'bb	3',7	-	3701	232	467	204	396	3704	214	440	3708	193	369
	4'	3640	3658	123	99	122	97	3659	119	97	3658	119	96
K'	5	842	865	104	1	103	1	392	70	3	414	108	3
	7	310	370	110	3	107	3	339	93	4	357	89	2
K'aa	3'	-	211	130	1	137	3	209	142	1	198	131	3
	4'	468	458	55	3	55	3	454	42	2	453	44	2
K'ab	3'	310	319	68	2	66	2	316	46	2	312	45	2
	4'	350	361	91	3	92	3	358	138	1	357	106	2
K'bb	3'	-	417	71	0	69	1	415	69	1	414	70	1
	4'	-	239	99	1	78	0	229	100	0	230	86	0

Согласно представленным в таблицах 1-4 результатам, положение полос, отнесенных к валентным и крутильным колебаниям гидроксильных фрагментов, позволяет использовать их в качестве исходных признаков спектральной идентификации флавоноидов. Наличие внутримолекулярного взаимодействия между атомом водорода гидроксильного фрагмента (5a и 3b) и атомом кислорода связи C=O приводит к сильному смещению полос указанных колебаний. Полоса валентного колебания смещается в длинноволновый диапазон колебательного спектра, крутильного в коротковолновый диапазон. Отметим имеющиеся свойства характерности колебаний по частоте, форме и интенсивности, что позволяет использовать их при обосновании достоверности результатов модельных расчетов кверцетина.

В тех таутомерах, где отсутствует внутримолекулярное взаимодействие, полосы, отнесенные к крутильным колебаниям, располагаются в диапазоне ~ 450–200 см⁻¹. Такой разброс характерен для парадигидроксизамещенных флавона (табл.2). Квантовые модельные расчеты фиксируют для 3', 4'-дигидроксифлавона три возможных конформера. Данный факт имеет место для всех дигидроксифлавонов, гидроксильные группы которых находятся в пароположениях (соседних положениях). Для мета- и парадигидроксифлавонов реализуются все четыре конформера. При этом полосы, отнесенные к крутильным колебаниям гидроксильных групп, располагаются в интервале ~

400–320 см⁻¹. Данный факт, наряду с со слабой интенсивностью полос крутильных колебаний в спектрах КР имеет место в модельных расчетах фундаментальных колебаний дигидроксибензолов, достоверность результатов которых обоснована хорошим совпадением с экспериментальным отнесением [11].

Общим для рассмотренных флавоноидов является факт наличия сильных по интенсивности полос в спектральном диапазоне выше 1000 см⁻¹ как в спектрах ИК, так и спектрах КР. Полосы интерпретированы как валентные колебания связей C=O (~1680-1630 см⁻¹) и связей C-C циклических фрагментов (~1630-1560 см⁻¹) и деформационные колебания валентных углов связей СН (β_{СН}) и ОН (β_{ОН}). Для последней группы естественных координат, как правило, имеет место делокализация формы колебаний. Этот факт не позволяет отнести соответствующие полосы к характеристическому признаку спектральной идентификации, как это сделано для валентных и крутильных колебаний связей ОН. Однако интенсивность указанных полос можно использовать в качестве признаков спектральной идентификации таутомеров и конформеров флавоноидов. За подробностями отсылаем к публикациям [7-10].

В кверцетине для конформера 3a имеет место внутримолекулярное взаимодействие атома водорода гидроксильного фрагмента с атомом кислорода связи C=O (R_{ОН} ~ 1.9 Å) и взаимодействие атома кислорода 3-ОН фрагмента с

атомом водорода H₂₆ бензольного фрагмента (ОН ~ 2.2 Å). Как и в таутомере 3-ОН моногидроксифлавона, это приводит к смещению полосы валентного колебания связи ОН в длинноволновый диапазон колебательного спектра.

В таблице 5 показана зависимость такого смещения от типа конформера. Различие в 100 см⁻¹ дает основание использовать данный факт как надежный признак спектральной идентификации указанных конформеров кверцетина.

Таблица 5

Интерпретация валентных и крутильных колебаний гидроксильных фрагментов в конформерах кверцетина (3,5,7,3',4' пентагидроксифлавона)

Кон-р	Т-р	ν _{выч}	5a;7a		5a;7b		5b;7a			5b;7b		
			ИК	КР	ИК	КР	ν _{выч}	ИК	КР	ν _{выч}	ИК	КР
К'	3a	3646	77	80	77	80	3644	73	91	3646	73	90
	5	3140	413	141	408	128	3681	59	187	3679	68	191
К'aa	3',7	3698	179	286	148	227	3698	167	178	3695	144	219
	4'	3649	147	165	145	160	3651	140	147	3652	139	143
К'ab	3',4',7	3693	269	534	238	467	3696	250	509	3694	236	443
К'bb	3',7	3701	226	427	198	362	3704	210	405	3702	189	341
	4'	3655	119	94	117	93	3655	115	92	3655	114	91
К'	3b	3477	151	210	154	206	3385	177	243	3381	182	236
	5	3259	351	118	347	116	3685	71	180	3682	81	186
К'aa	3',7	3703	179	298	137	225	3707	168	287	3706	133	215
	4'	3649	160	245	158	239	3652	150	219	3653	148	214
К'ab	3',4',7	3695	278	624	238	554	3697	267	600	3698	222	520
К'bb	3',7	3701	245	520	210	441	3703	227	487	3702	198	409
	4'	3659	122	108	122	106	3661	119	105	3660	118	104
К'(3a)	5	855	84	1	80	1	410	68	3	421	125	2
	7	371	105	3	96	3	338	113	4	360	89	3
К'aa	3	426	36	9	32	8	430	31	4	431	44	5
	3'	232	147	8	130	3	232	141	2	231	137	2
К'ab	4'	446	118	10	123	10	442	118	7	442	103	7
	3	430	91	15	90	15	442	42	3	445	56	10
К'bb	3'	338	89	1	113	1	362	48	2	318	21	0
	4'	322	52	0	37	0	330	87	5	334	133	0
К'bb	3	391	20	10	26	9	431	39	8	432	38	8
	3,3'	428	147	18	149	17	423	35	1	423	39	1
К'(3b)	4'	242	101	2	83	3	231	103	1	231	87	1
	3	595	98	3	92	3	672	60	3	676	63	3
К'aa	5	797	85	2	105	2	380	77	2	409	66	2
	7	370	106	3	96	3	339	97	3	368	60	3
К'ab	3'	219	138	2	118	1	214	129	4	204	113	4
	4'	454	47	4	47	4	431	48	0	435	50	3
К'bb	3'	318	76	1	73	2	314	77	2	308	84	2
	4'	358	112	3	137		353	115	2	352	102	3
К'bb	3'	415	69	1	66	1	411	83	3	412	104	0
	4'	234	111	1	92	1	222	102	0	222	83	0

Частота крутильного колебания фрагмента 3-ОН для конформера 3a попадает в диапазон ~420-450 см⁻¹. Интенсивность соответствующей полосы в ИК спектре можно использовать в задаче спектральной идентификации. Для конформера 3b частоты крутильных колебаний разделены щелью ~ 80 см⁻¹, что дает возможность спектрально их идентифицировать.

Характер проявления полос в ИК и КР спектрах, отнесенных к валентным и крутильным колебаниям

оставшихся гидроксифрагментов кверцетина, аналогично таковому в лютеалине, что также может являться подтверждением достоверности предлагаемого отнесения частот фундаментальных колебаний флавоноидов на основании квантовых расчетов их геометрической и электронной структуры.

Заключение

Представленные в работе результаты модельных расчетов колебательных спектров ряда

гидроксизамещенных флавоноидов, их сопоставление с имеющимися экспериментальными данными дают основание для следующего вывода. Возможности информационной технологии «Gaussian» позволяют осуществлять достоверные предсказательные

расчеты геометрической и электронной структуры флавоноидов, строить на их основе структурно-динамические модели соединений данного класса, создавать надежные банки данных для задачи спектральной идентификации соединений.

Библиографический список

1. Тараховский Ю.С., Ким Ю.А., Абдраимов Б.С., Музафаров Е.Н. Флавоноиды: биохимия, биофизика, медицина. Synchrobook. 2013. 310 с.
2. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B. et al. 2003. Pittsburg PA: Gaussian Inc.
3. Элькин М.Д., Гайсина А.Р., Лихтер А.М., Нуралиева Д.М., Смирнов В.В., Степанович Е.Ю., Шагаутдинова И.Т. Структурно-динамические модели флавоноидов.. Моногидроксифлавоны //Естественные науки .-2012 .- № 4 (41) .-С.133 - 140
4. Wang M., Teslova T., Xu F., Spataru T., Lombardi J.R., Birke R.L. Raman and surface-enhanced Raman scattering of 3-hydroxyflavone // J.Chem. Phys. 2007. V.111. P.3038-3042
5. Canamares M.V., Lombardi J.R., Leona M., Raman and surface-enhanced Raman spectra of 7-hydroxyflavone and 3',4'-dihydroxyflavone // Morana RDD. 2008. N.3. P.81-88.
6. Sundaraganesun N., Mariappan G., Monoharun S. Molecular structure and vibrational spectroscopic studies of chrysin using HF and density functional theory // Spectrochim. Acta. 2012. Vol.72A, №2, P.67-76.
7. Corredor C., Teslova T., Canamares M.V., Chen Z., Zhang J., Lombardi J.N., Leona M. Raman and surface-enhanced Raman spectra of chrysin, apigenin and luteolin // Vibrational spectroscopy. 2009.V.49. P.190-195.
8. Teslova T., Corredor C., Livingston R., Spataru T., Birke R.L., Lombardi J.R., Canamares M.V., Leona M. Raman and surface-enhanced Raman spectra of flavone and several hydroxyflavone // J.Raman Spectroscopy. 2007. Vol.38. P.802-818.
9. Элькин М.Д., Гайсина А.Р., Джалмухамбетова Е.А., Смирнов В.В., Степанович Е.Ю., Шагаутдинова И.Т. Структурно-динамические модели кризина //Естественные науки .-2013 .- № 1 (42) .-С. 105-111
10. Элькин М.Д., Гайсина А.Р., Джалмухамбетова Е.А., Смирнов В.В., Степанович Е.Ю., Шагаутдинова И.Т. Моделирование структуры и спектров конформеров 3',4'-дигидроксифлавоноидов //Естественные науки .-2013 .- № 1 (42) .-С. 111-118
11. Элькин М.Д., Панкратов А.Н., Гайсина А.Р. Структурно-динамические модели и спектроскопическая идентификация флавоноидов // Изв. Саратовск. Ун-та. Новая серия. 2014,Т.14. Серия: Химия, Биология, Экология. Вып.2. С.18-26.
12. Элькин М.Д., Шагаутдинова И.Т., Лихтер А.М., Гречухина О.Н. Моделирование структуры и колебательных спектров лютеалина (5,7,3',4'-тетрагидроксифлавоноидов) // Естественные науки. 2014. № 2 (47). С. 86-93.
13. Пулин В.Ф., Элькин П.М., Эрман М.А. Моделирование адиабатических потенциалов гидроксизамещенных бензола // Вестник Саратов. гос. тех. ун-та. 2011, № 3 (37). С.91-95.
14. М.Д. Элькин, Е.А. Джалмухамбетова, А.Р. Гайсина. Моделирование колебательных состояний гидроксизамещенных фенолов. //Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии .-2011 .- №2 (14) .-С.55 - 61

SPECTRAL IDENTIFICATION OF HYDROXYFLAVONONES

M.D. Elkin, V.F.Pulin, P.A. Golikov, V.I. Berezin

An analysis of vibrational spectra and geometric structure for some flavones (3, 5, 7, 3', 4'- monohydroxy substituted of flavone, 5, 7 и 3',4'- dihydroxy substituted of flavone, 5,7,3',4' tetrahydroxy substituted of flavone, 3,5,7,3',4'- pentahydroxy substituted of flavone) is carried out by the method DFT/B3LYP. The indications of spectral identification are revealed. The possibility of informational Gaussian technology for employment in the predictional calculations of structural and spectra for researched polyphenyl compounds is motivated

ЭФФЕКТ МАКСИМУМА ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ ПРИ СЛАБЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

И. А. Ермолаев

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского,

Ермолаев Игорь Анатольевич, д.ф.-м.н., профессор, р.т. (8452) 51-48-52.

Предложены количественные оценки эффекта максимума температурной стратификации на основе эмпирических соотношений для критерия Нуссельта.

При увеличении интенсивности естественная конвекция в неравномерно нагретой области претерпевает ряд переходов между различными режимами течения и теплообмена. Наиболее известен переход к турбулентной конвекции, однако переход от режима теплопроводности к развитой стационарной ламинарной конвекции (к режиму пограничного слоя) также обладает рядом важных особенностей. Именно в этой области параметров возникает эффект максимума температурного расслоения [1,2], заключающийся в образовании локальных зон перегрева и переохлаждения с температурой соответственно выше и ниже температуры режима теплопроводности.

Это явление было впервые обнаружено численно В.И. Полежаевым и В.С. Авдучевским [1, 2] и позже подтверждено экспериментально [3]. Длительное время эффект максимума температурного расслоения связывался лишь с условием микроускорения (ослабленной силой тяжести), характерным для орбитальных космических аппаратов [3, 4]. Исследования в этом направлении проводились в целях решения задач космического материаловедения и анализа гравитационно-чувствительных систем [5, 6]. Однако теплообмен в современных системах микроэлектроники, как следствие миниатюризации, во многих случаях характеризуется значениями числа Рэлея, соответствующими режиму слабой конвекции и может сопровождаться обсуждаемым эффектом.

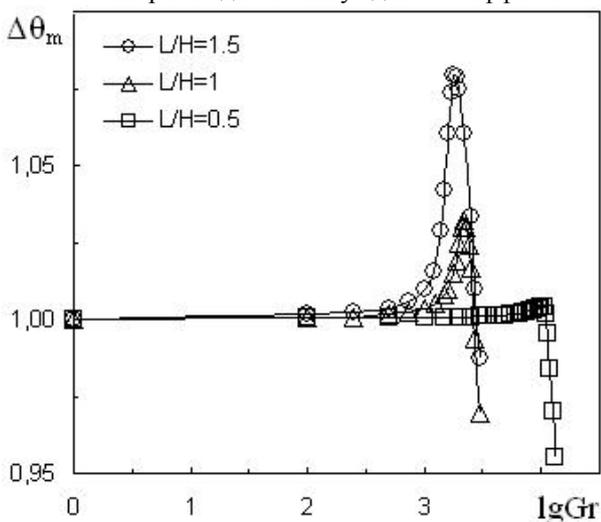


Рис. 1

На Рис. 1 показано изменение величины относительного перегрева $\Delta\theta_m = (T_m - T_{m,0})/T_{m,0}$, где T_m – максимум температуры при текущем значении критерия Грасгофа, $T_{m,0}$ – максимум температуры, соответствующий режиму теплопроводности, с

ростом интенсивности конвективного течения для областей прямоугольной формы высотой H , шириной L подогреваемых снизу [7]. Здесь переходные процессы происходят в интервале величин критерия Рэлея $10^3 < Ra < 10^4$, максимум температурного расслоения соответствует $Ra = 2 \cdot 10^3$.

Однако существуют некоторые расхождения в численных оценках границ существования эффекта. Так в [2] максимум температурного расслоения приходится на интервал $10^4 < Ra < 10^5$ для квадратной и цилиндрической области с боковым подогревом и равномерно нагреваемой сферы. Результаты получены для жидкости с критерием Прандтля $Pr = 1$ на основе модели медленного течения. В [1] для воздуха ($Pr = 0.71$) в подогреваемой сбоку квадратной области максимум расслоения соответствует $Ra = 3 \cdot 10^4$. В [8] при $Pr = 1$ для конвекции в квадратной области, подогреваемой сбоку тепловым потоком равномерной плотности, максимум температурного расслоения приходится на $Ra = 10^5$. Здесь результаты получены на основе модели сжимаемого газа. В [4] для конвекции совершенного и ван-дер-ваальсовского газов в квадратной области с боковым подогревом максимум расслоения приходится на интервал $10^3 < Ra < 10^4$. Аналогичные результаты получены в [7, 9, 10].

Эффект локального перегрева/переохлаждения объясняется «неэффективным перемешиванием» в режиме слабой конвекции, когда пограничные слои еще не сформированы и конвективный тепловой поток сравним с кондуктивным потоком. Таким образом, это «кондуктивно-конвективный» эффект. Слабое течение деформирует температурное поле вблизи нагреваемой границы и лишь перераспределяет кондуктивный тепловой поток. Это позволяет предположить, что эффект локального перегрева/переохлаждения максимален когда величины конвективного и кондуктивного теплового потока равны, что позволяет использовать эмпирических соотношений для критерия Нуссельта в целях оценки величины критерия Рэлея, соответствующей максимуму расслоения.

Так, в квадратной области, подогреваемой снизу, с изотермическими горизонтальными границами, при линейном изменении температуры боковых границ [11] теплоперенос характеризуется зависимостью безразмерного числа Нуссельта от числа Рэлея

$$Nu = 1 + 1.79 \cdot 10^{-2} (Ra - 5090)^{0.5}.$$

Из условия равенства «конвективного» второго слагаемого первому («кондуктивному») следует, что максимум стратификации приходится на $Ra = 8 \cdot 10^3$.

В прямоугольной полости, нагреваемой сбоку, с изотермическими боковыми границами [11] безразмерный тепловой поток

$$Nu=1 + 3.25 \cdot 10^{-4} Ra$$

Аналогичным образом, при равенстве конвективного и кондуктивного потоков получаем величину критерия Рэлея $3 \cdot 10^3$.

Для горизонтального бесконечного слоя, подогреваемого снизу с изотермическими горизонтальными границами [11] безразмерный теплоперенос $Nu=1 + 6.7 \cdot 10^{-4} (Ra-1780)^{0.5}$,

что даёт такую же величину $Ra=3 \cdot 10^3$.

Таким образом, переход от режима теплопроводности к режиму стационарной ламинарной конвекции сопровождающийся эффектом максимума температурного расслоения происходит, по-видимому, в интервале значений критерия Рэлея $10^3 < Ra < 10^4$ для различных условий теплообмена на границах, что совпадает с результатами [4, 7, 9, 10]. Завышенные величины числа Ra в [1, 2, 8] возможно объясняются используемыми математическими моделями.

Библиографический список

1. Авдеевский В. С., Полежаев В. И. // Избранные проблемы прикладной механики. М.: ВИНТИ. 1974. С. 11–20.
2. Полежаев В. И. // Докл. АН СССР. 1974. Т. 218. № 4. С. 783–786.
3. Полежаев В. И., Белло М. С., Везуб Н. А. и др. Конвективные процессы в невесомости. М.: Наука. 1991. 240с.
4. Полежаев В. И. // Изв. РАН. МЖГ. 2006. № 5. С. 67–88.
5. Полежаев В.И. // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1994. № 5. С. 22–36.
6. Сазонов В.В., Комаров М.М., Полежаев В.И. и др. // Космические исследования. 1999. Т. 37. № 1. С. 86–101.
7. Ермолаев И. А., Жбанов А. И., Отпущенников С. В. // Изв. РАН МЖГ. 2008. №3. С. 3–11.
8. Полежаев В. И. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 4. С. 109–117.
9. Ермолаев И. А., Отпущенников С. В. // Теплофизика высоких температур, 2009, Том 47, №6, С. 914–920
10. Ермолаев И. А., Отпущенников С. В. // Изв. СГУ. Серия Математика. Механика. Информатика. 2012. Т. 12. №4. С.56–62.
11. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная неустойчивость несжимаемой жидкости. Наука, 1972, 392с.

MAXIMUM TEMPERATURE STRATIFICATION EFFECT UNDER WEAK CONVECTIVE FLOW

I.A. Ermolaev

Saratov State University

Quantitative estimations are offered for maximum temperature stratification effect on base the empirical correlations for Nusselt number.

УДК 536.24

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИН ТЕМПА ОХЛАЖДЕНИЯ И ВРЕМЕНИ РЕГУЛЯЦИИ МЕТОДОМ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

И. А. Ермолаев, А. И. Шмырев, Р. А. Токарев

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского,

Ермолаев Игорь Анатольевич, д.ф.-м.н., профессор, р.т. (8452) 51-48-52.

Шмырев Александр Иванович, магистрант

Токарев Роман Александрович, студент

Численно определена зависимость темпа охлаждения и времени регуляризации от интенсивности теплообмена на границе для тел канонической формы.

Методы на основе теории регулярного теплового режима обычно используются для экспериментального определения теплофизических свойств материалов [1]. Образец канонической формы нагревается (охлаждается) до достижения полулогарифмического закона изменения температуры во времени, что позволяет определить температурную функцию и теплопроводность, зная значение темпа охлаждения.

Этот метод наиболее удобен при высокой интенсивности теплообмена на границе образца, что не всегда возможно. Кроме того, темп охлаждения (нагрева) является важной самостоятельной величиной, позволяющей прогнозировать время

полного нагрева, либо охлаждения тех или иных объектов в таких отраслях, как металлургия, строительная механика и др. [2].

Темп охлаждения может быть определен аналитически для тепловых систем простой формы, таких, как плоская стенка, цилиндрическая стенка, некоторых канонических трёхмерных форм и т.д. Однако для более сложных, трёхмерных геометрий аналитического решения нет, а эксперимент затруднён. Это требует привлечения численных методов, программных комплексов и разработки вычислительных алгоритмов на их основе.

В настоящей работе, используя среду моделирования ANSYS Ansys-Workbench, на основе

технологии вычислительного эксперимента определены зависимости темпа охлаждения и времени регуляризации от интенсивности теплообмена на границе (критерия Био) для трехмерных тел канонической формы (куб, цилиндр, шар).

Рассматривался трехмерный процесс нестационарной теплопроводности в изотропной среде без внутренних источников тепла, описываемый безразмерным уравнением Фурье–Кирхгофа

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} = \nabla^2 \theta,$$

где $Fo = a\tau/l^2$ – критерий Фурье, a – коэффициент температуропроводности, τ – время, l – характерный

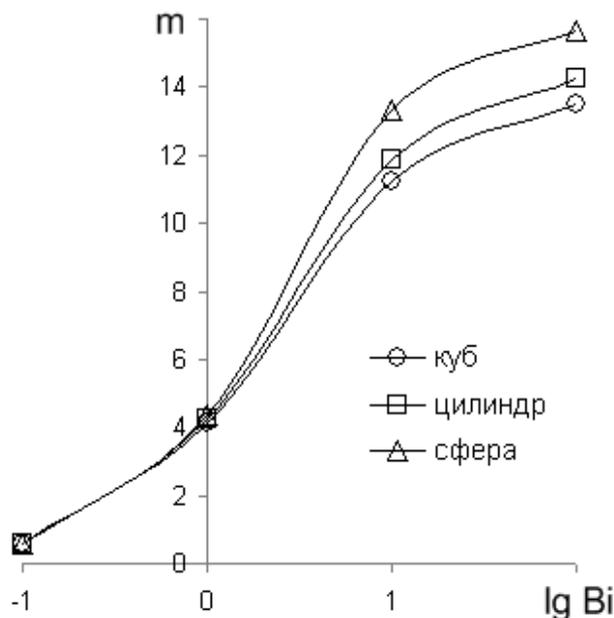


Рис. 1

размер, $\theta = (T - T_0) / T_0$ – безразмерная температура, T_0 – начальная температура.

На границах исследуемого тела задан теплообмен, описываемый законом Ньютона–Рихмана, записанный в безразмерном виде как

$$\frac{\partial \theta}{\partial n} = -Bi\theta,$$

где n – внешняя нормаль к поверхности тела, $Bi = al/\lambda$ – критерий Био (безразмерная интенсивность теплоотдачи), α – коэффициент теплоотдачи, λ – теплопроводность. В вычислительных экспериментах число Био принимало значения 0,1, 1, 10, 100, что охватывает весь диапазон практически реализуемых интенсивностей теплообмена

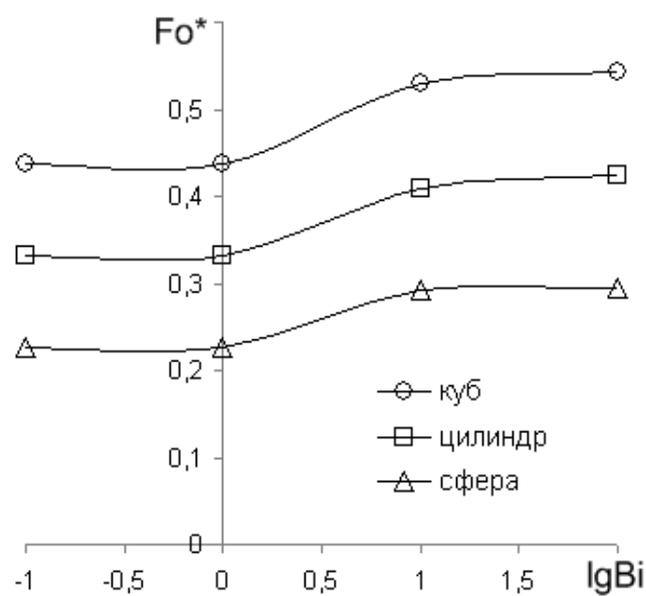


Рис. 2

Величины темпа охлаждения m (обратная величина критерия Фурье), показанные на Рис.1, определялись по временным изменениям максимума и минимума безразмерной температуры, по достижению регулярного режима охлаждения. Определялась также зависимость времени начала регулярного режима Fo^* (время регуляризации) от интенсивности охлаждения на границах тела (Рис.2).

Сравнительный анализ полученных зависимостей $m(Bi)$ позволяет выделить три области с различным характером изменения темпа охлаждения с ростом интенсивности теплообмена на границах тела. В условиях внешней задачи ($Bi \rightarrow 0$), а также слабого теплообмена при $0.1 < Bi < 1$ темп охлаждения практически не зависит от формы тела. При $1 < Bi < 10$ происходит наибольший рост величины m , зависимости $m(Bi)$ становятся различными для разных геометрий, при $Bi > 100$ $m(Bi) \rightarrow const$.

Анализ зависимостей $Fo^*(Bi)$ также позволяет говорить о трёх областях с различным характером изменения $Fo^*(Bi)$ (Рис. 2). При $Bi < 1$ время регуляризации существенно различается для разных геометрий тел, но не зависит от интенсивности теплообмена на границах. В интервале $1 < Bi < 10$ происходит рост величины Fo^* для всех тел, далее

время регуляризации опять становится константой в условиях внутренней задачи.

Показано, что величина времени регуляризации значительно зависит от формы охлаждаемого тела. Очевидно, что время наступления регулярного режима зависит как от неоднородности температурного поля в начальный момент времени, так и от его неоднородности на первых временных интервалах.

Эта неоднородность зависит от геометрии охлаждаемого тела. В процессе нестационарного теплообмена изотермические поверхности «движутся» от границ тела к максимуму температуры, расположенному в центре тела, по мере приближения стремясь приобрести форму сфер. Для шара такая форма является исходной, для куба изотермические поверхности наиболее далеки от сферической формы.

Таким образом, предложенная методика позволяет определять величины темпа охлаждения и времени регуляризации тел сложной формы при неоднородных условиях на границах тела в случаях, когда аналитическое решение отсутствует, а эксперимент затруднен.

Библиографический список

1. Кондратьев Г.М. Регулярный тепловой режим. Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1954. 408с.
2. Лыков А.В. Теория теплопроводности: Высшая школа. 1967. 600с

**DETERMINATION OF THE COOLING RATE AND THE TIME OF THE REGULARIZATION
METHOD OF COMPUTATIONAL EXPERIMENT**

I.A. Ermolaev, A.I. Shmyrev, R.A. Tokarev

Saratov State University

Numerically, the dependence of the rate of cooling and the time of regularization on the intensity of heat transfer at the interface for the bodies of the canonical form.

УДК 53.07:535:539.18

ПРЕЦИЗИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

С.В. Чурочкина, В.А. Коробов

Саратовский государственный университет

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент, кафедра прикладной физики,
Коробов Виктор Андреевич, студент 4 курса бакалавриата физического факультета СГУ

В данной работе обсуждается точное определение частоты 1S-2S перехода в атомарном водороде. Спектроскопия атомарного водорода совместно с вычислением его атомной структуры играют одну из ключевых ролей в современной физике, так как эти актуальные вопросы до сих пор подпитывают развитие и проверку квантовой электродинамики (КЭД) и приводят к точному определению постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона. Поэтому будущие специалисты в области теоретической и экспериментальной физики должны быть хотя бы ознакомлены с этими вопросами.

Спектроскопия атомарного водорода является краеугольным камнем квантовой физики. Постепенно улучшая теоретическое описание атомарного водорода, которое феноменологически было начато И.Я. Бальмером, удалось получить лаконичные аргументы в пользу волновой природы материи. Условие квантования Нильса Бора о том, что угловой момент электрона должен быть равен целому кратному величине \hbar , может быть понято как формирование стоячей волны, соответствующей волне де Бройля. Э. Шредингер был первым, кто сформулировал волновое уравнение для волн материи. Э. Шредингер своим уравнением поставил зарождавшиеся основы квантовой механики на прочный фундамент, тогда как П. Дирак установил ее релятивистски-инвариантную форму. Эти усовершенствования, усложнявшие теоретическую картину, были введены для того, чтобы идти в ногу с возрастающей экспериментальной точностью и решать вызванные ею проблемы. У.Ю. Лэмб и Р.К. Резерфорд в 1947 году экспериментально обнаружили отклонение от предсказаний теории Дирака. Оказалось, что оно было обусловлено приближенным рассмотрением проблемы в рамках квантовой механики. В частности, эффектами как электронного, так и фотонного квантового вакуума пренебрегали вплоть до этих измерений. Их включение, усилиями Е.А. Улинга, Х.А. Бете, Р. Фейнмана, Д.И. Блохинцева и др., привело к возникновению квантовой электродинамики. В отличие от своих предшественниц КЭД уцелела при увеличении экспериментальной точности на шесть порядков и все еще является актуальным теоретическим описанием на сегодняшний день. Конечно, за последние 65 лет

появилось несколько расхождений между результатами экспериментов и предсказаниями теории. Однако до сих пор все они были вызваны ошибками при расчетах КЭД, слагаемых, пренебрежением высшими порядками или недооценкой экспериментальных ошибок. В этом смысле, КЭД, вероятно, является наиболее успешной теорией во всей физике. Как таковая, она служит образцом для всех последующих квантово-полевых теорий.

Серьезным недостатком такого развития теоретической физики является не только то, что наше описание природы становится более сложным, но также и то, что был введен параметр, безразмерная постоянная тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$, для того, чтобы учесть наблюдаемую тонкую структуру спектральных линий атомарного водорода. Так как мы не знаем, как рассчитывать из первых принципов фундаментальные константы (например, постоянную тонкой структуры α), то введение их в теорию снижает ее предсказательную силу. Хотя на практике используется даже большее число входных параметров. В частности, отношение масс электрона и протона m_e/m_p и зарядовый радиус протона r_p учитывают конечность массы и размера ядра соответственно. Наконец, с помощью постоянной Ридберга R_∞ , равной

$$R_\infty = \frac{\alpha^2 m_e c}{2h}, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, осуществляется преобразование от атомных единиц к единицам СИ, в которых измеряются частоты переходов атома водорода. В КЭД энергия

уровней E атомарного водорода может быть выражена, как и любой другой результат КЭД, как ряд по α :

$$E = R_\infty \left(-\frac{1}{n^2} + A_{20}\alpha^2 + A_{30}\alpha^3 + A_{31}\alpha^3 \ln \alpha^{-1} + A_{40}\alpha^4 + \dots + \frac{16\pi^2 m_e^2 c^2 \alpha^2}{3n^3 h^2} r_p^2 \right), \quad (2)$$

где n – главное квантовое число, явный вид коэффициентов $A_{20}, A_{30}, A_{31}, A_{40}$ указан в работе [1].

В лидирующем порядке, когда

$$E = -\frac{R_\infty}{n^2},$$

формула (2) воспроизводит результат Н. Бора и Э. Шредингера. Зависимость от m_e/m_p , также как и от других квантовых чисел скрыта в коэффициентах A_{mn} . Последнее слагаемое в уравнении (2) описывает эффект конечности размера ядра и выражается в единицах среднеквадратичного зарядового радиуса протона r_p для S -состояний. Для водорода поправка от этого слагаемого в полную энергию из уравнения (2) пренебрежимо мала, но она дает наибольший вклад в погрешность, если значение зарядового радиуса протона r_p берется из эксперимента по упругому электрон-протонному рассеянию. В мюонном водороде электрон заменяется мюоном, который обладает приблизительно в 200 раз большей массой. Как следствие, слагаемое, отвечающее за поправку на конечность размера ядра, возрастает на 4 порядка по сравнению с другими слагаемыми и на 7 порядков в единицах системы СИ, так как постоянная Ридберга (1) также пропорциональна орбитальной массе лептона. Таким образом, измерение частот переходов в мюонном водороде дает более чувствительный метод определения зарядового радиуса протона по сравнению с обычным водородом.

При теоретическом описании уровней энергии атома водорода используется 4 параметра: постоянная тонкой структуры α , отношение масс электрона и протона m_e/m_p , зарядовый радиус протона r_p и постоянная Ридберга R_∞ . Для того, чтобы определить их значения необходимо использовать четыре измеренные частоты переходов в атомарном водороде. Однако другие разделы физики могут дать более точные значения для некоторых из них. Это относится к постоянной тонкой структуры α , которая может быть определена с относительной погрешностью 3.7×10^{-10} путем сравнения измеренного значения g -фактора с соответствующим ему теоретическим выражением из КЭД [2]. В отличие от уравнения (2) значение g -фактора линейно по α , следовательно, уровни энергии водорода приблизительно в 137 раз менее чувствительны к значению α , чем электронный g -фактор.

Отношение масс электрона и протона m_e/m_p является другим параметром, который преимущественно берется из эксперимента [3,4], и определяет точность доступных на сегодня данных. Подобно постоянной тонкой структуры α , уровни энергии водорода нечувствительны в первом порядке к этой величине. С другой стороны, отношения масс частиц, которые могут одновременно содержаться в ловушке Пеннинга, может быть определено с относительной погрешностью в пределах 10^{-10} путем сравнения их циклотронных частот [3]. Таким образом отношение масс электрона и протона было определено в [4] с погрешностью ниже, чем та, которая получена на основе уравнения (2). Это означает, что необходимо определить только два параметра r_p и R_∞ , и их значения могут быть получены на основе измерения двух частот перехода в атоме водорода.

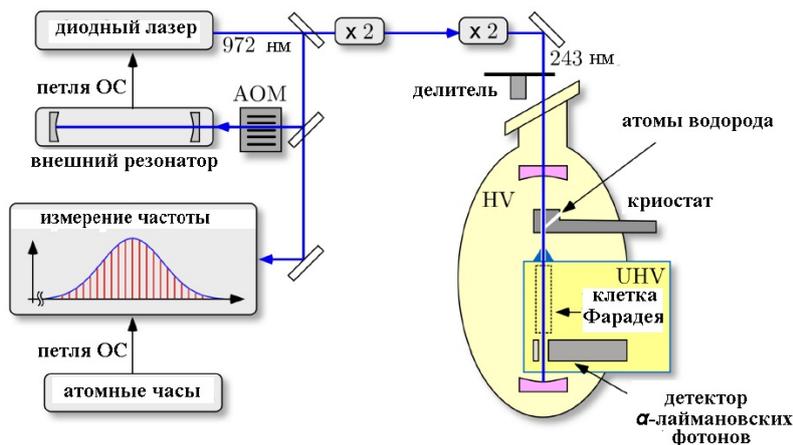


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для определения частоты 1S-2S перехода

Зарядовый радиус протона можно получить на основе точной спектроскопии атома водорода. Для этого используются радиочастотные измерения 2S-2P лэмбовского сдвига или измерения частот оптических переходов. Для того чтобы получить значения двух параметров, постоянной Ридберга и зарядового радиуса протона, каждое из этих измерений должно быть скомбинировано с другим независимым

измерением, которым является, в данном случае, измерение частоты 1S-2S перехода. Оказалось, что анализ данных дает отклонение в 4σ между средним значением зарядового радиуса протона $r_p = 0.8764(89)$ фм, определенным из лазерной спектроскопии атомарного водорода, и средним значением зарядового радиуса протона $r_p = 0.84087(39)$ фм, определенным из лазерной спектроскопии мюонного

водорода. Даже большее несоответствие порядка 7σ было получено при учете данных протон-электронного рассеяния. Похожая картина также получается и при обработке соответствующих экспериментальных результатов для постоянной Ридберга. В связи с вышесказанным рассмотрим, как проводились измерения частоты $1S-2S$ перехода в атомарном водороде [5-10]. Принципиальная схема измерения абсолютной частоты перехода представлена на рисунке 1.

Справа на рисунке 1 изображен водородный спектрометр. Частота диодного лазера с длиной волны 972 нм синхронизирована с внешним эталонным резонатором высокой добротности. Синхронизация лазера с высокочастотным резонатором, сделанного из силикатного стекла, носящего название «Ultra Low Expansion» (ULE), приводит к ширине спектральной линии менее чем 1

Гц и незначительному дрейфу частоты, равному $1,6 \times 10^{-16} \text{ с}^{-1}$. Свет от этого сверхстабильного лазера дважды удваивается по частоте, и результирующее ультрафиолетовое (УФ) излучение с длиной волны 243 нм подается в резонатор с линейным усилением внутри вакуумной камеры для возбуждения двухфотонного бездоплеровского $1S-2S$ перехода.

Более подробно остановимся на процессах, происходящих внутри водородного спектрометра (см. рисунок 2). Водород диссоциирует при давлении 1 мбар в высокочастотном разряде, возникающим в сапфировой трубке. Тefлоновый капилляр управляет потоком и тefлоновая трубка ведет атомарный водород к медному соплу, охлажденному до 5.8°K, проточным криостатом с жидким гелием. Доля диссоциации в сопле (диаметра 2.2 мм) составляет около 10%.

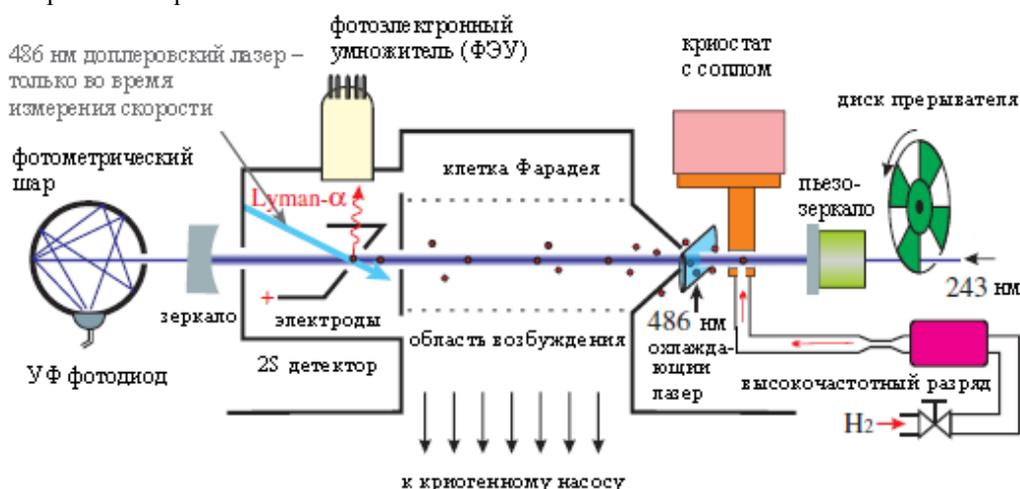


Рис. 2. Схема возбуждения атомов водорода и детектирования α -Лаймановских фотонов

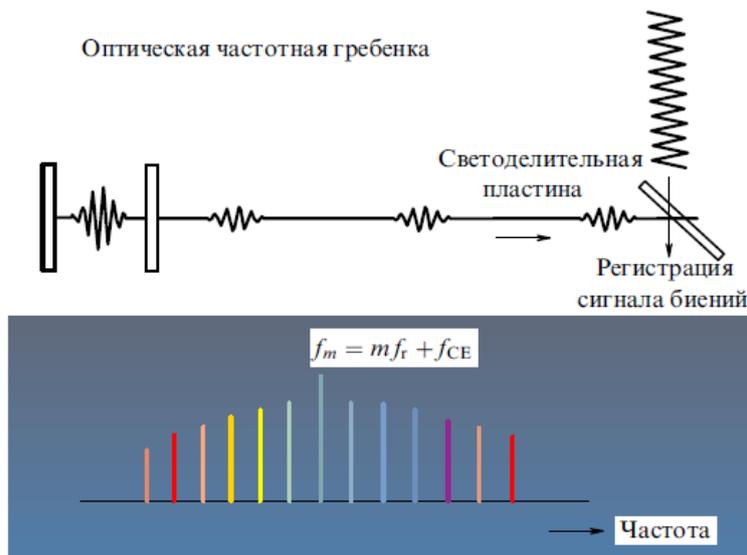


Рис. 3. Схема синтезатора фемтосекундной лазерной частотной гребенки

После 45 минут работы сопло закрывается с замороженным молекулярным водородом. Затем его нагревают в течение 15 минут до 20°K, чтобы испарить молекулы водорода. Атомарный пучок определяется диаметром апертуры со значениями 2.4 мм (вперед) и 2.1 мм (сзади), который также разделяет по-разному накаченную область

возбуждения (10^{-5} мбар/ 10^{-8} мбар). Эта область экранируется заземленной клеткой Фарадея от электрических «паразитных» полей, которые могут увеличиться от ионизированного лазером водорода и из-за ультрафиолетового рассеянного света. Усиливающий резонатор внутри вакуумной камеры формирует стоячую волну с длиной волны 243 нм.

Свободное от доплеровского уширения двухфотонное возбуждение атомов водорода осуществляется в коллинеарной геометрии в поле стоячей волны с помощью двух фотонов, идущих навстречу друг другу. Для детектирования возбужденные метастабильные атомы замедляются с помощью электрического поля (10 В/см), и излученные α -Лаймановские фотоны с длиной волны 121 нм улавливаются фотоэлектронным умножителем (ФЭУ).

Абсолютная частота ультрастабильного диодного лазера, чья четвертая гармоника совпадает с частотой оптического 1S-2S перехода в атоме водорода, определяется с помощью оптической гребенки частот фемтосекундного импульсного лазера, привязанной к радиочастотному стандарту частоты на основе цезиевого фонтана. А это позволяет достичь точности порядка $4,5 \times 10^{-15}$.

Одним из основных элементов для измерения частоты 1S-2S перехода является синтезатор частотных гребенок [9]. Эта гребенка частот формируется с помощью фемтосекундного лазера, изображенного на рисунке 3.

Рассмотрим оптический импульс произвольной формы, циркулирующий внутри оптического резонатора. Во время каждого прохода ослабленная копия импульса выходит через полупрозрачное зеркало. Одна копия импульса имеет широкий и

достаточно сложный спектр. Однако две идентичные копии импульса, идущие друг за другом, будут давать интерференционную картинку, похожую на ту, что наблюдалась в эксперименте Юнга с двумя щелями. Спектр от трех копий похож на интерференцию от трех щелей, а бесконечное количество последовательных импульсов дает набор узких линий, которые можно интерпретировать как моды резонатора.

Интервал между двумя соседними модами или спектральными компонентами гребенки точно равен частоте повторения f_r . Это соотношение остается в силе, даже если импульсы цуга не являются идентичными копиями, но при этом имеется (воспроизводимый) сдвиг фаз "несущей" волны электромагнитного поля относительно его огибающей от импульса к импульсу (см. рисунок 4). Подобные сдвиги фазы возникают в реальном лазере из-за дисперсии резонатора. Вследствие этого гребенка сдвигается (см. рисунок 5) относительно спектра целых гармоник частоты повторения f_r на частоту расстройки между несущей и огибающей f_{CE} . Частота спектральной компоненты гребенки, соответствующей моде с номером m , при этом определяется выражением $f_m = m f_r + f_{CE}$.

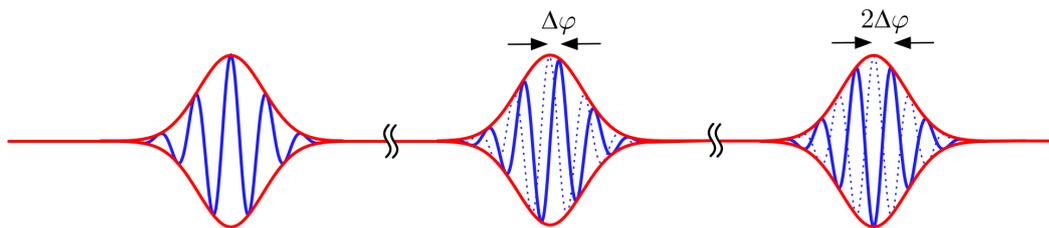


Рис. 4. Набег фазы $\Delta\varphi$ между огибающей и несущей в последовательных импульсах лазера

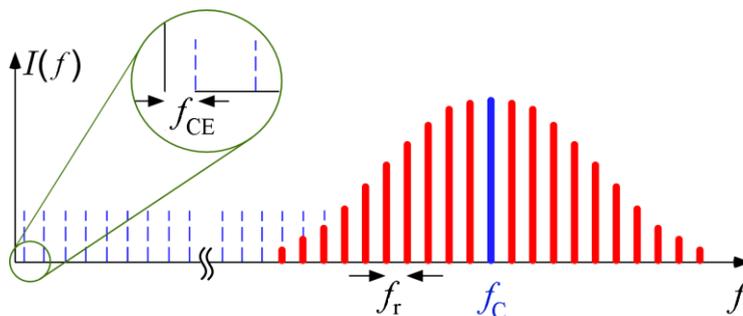


Рис. 5. Сдвиг на частоту расстройки частотной гребенки

Подобная частотная гребенка действует как линейка в пространстве частот, которую можно использовать для измерения больших интервалов между двумя различными оптическими частотами f_r в терминах скорости повторения импульсов. В случае, когда эти две частоты представляют собой известные кратные или дробные части одной и той же лазерной частоты f , такое измерение позволяет определить самому частоту f . При известной частоте повторения f_r сигнал биений, формируемый полем известной частоты f и ближайшей спектральной компонентой гребенки, позволяет определить ранее неизвестную частоту расстройки f_{CE} . Зная две радиочастоты f_r, f_{CE} и

целое число, соответствующее номеру моды, можно рассчитать частоту любой спектральной компоненты гребенки.

Частотный спектр фемтосекундного лазерного осциллятора в нелинейно-оптической среде можно уширить, и это уширение может превышать оптическую октаву (около 200 ТГц) без нарушения целостности частотной гребенки. Для этого в эксперименте последовательность импульсов, формируемая титан-сапфировым лазером, синхронизация мод в котором достигается за счет наведения керровской линзы, пропускается через микроструктурированное кварцевое волокно с малой

твердотельной сердцевиной, окруженной заполненными воздухом отверстиями (см. рис. 6).

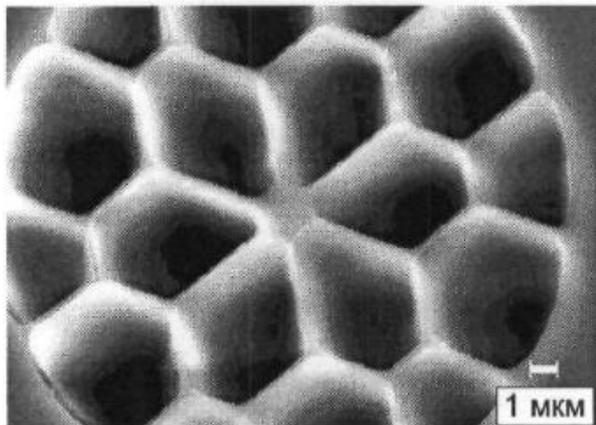


Рис. 6. Структура сердцевины РСF-волокна

Большая разность показателей преломления на границе воздух-кварц обеспечивает волноводное распространение за счет явления полного внутреннего отражения даже для жестко сфокусированных падающих пучков высокой интенсивности. Внутри волокна спектр импульса уширяется за счет фазовой самомодуляции, связанной с зависящей от интенсивности добавкой к показателю преломления, солитонного расщепления импульса, формирования ударных волн и других нелинейно-оптических процессов. Возникающий в результате этих процессов белый свет можно разложить на спектральные составляющие с помощью дифракционной решетки. Это излучение отличается от обыкновенного белого света. Особенность заключается в том, что процесс, приводящий к генерации белого света, настолько хорошо воспроизводим, что последующие импульсы сохраняют корреляцию фазы и могут **интерферировать**, в результате чего и образуется частотная гребенка, которая состоит из нескольких сотен тысяч узких спектральных линий.

Лазерные частотные гребенки устанавливают прямую связь между оптическими и радиочастотами. В экспериментах можно измерять частоту повторения

f_r или управлять этой частотой с помощью цезиевых атомных часов с целью синтеза нескольких сотен тысяч узких опорных спектральных оптических линий, характеристики которых известны с высокой точностью, так как они исходно привязаны к стандарту времени. После этого можно определить любую неизвестную частоту путем измерения ее длины волны с помощью обыкновенного спектрального измерительного прибора, обеспечивающего достаточную точность для определения целого числа m , соответствующего порядку ближайшей к ней спектральной компоненты частотной гребенки. Точное расстояние от этой опорной линии затем измеряется путем подачи сигнала биений на радиочастотный измеритель, измерения могут выполняться так же и в обратном направлении. При этом отправной точкой служат узкие оптические опорные линии какого-либо холодного иона в ловушке, холодных атомов или медленных молекул, которые используются в качестве оптического стандарта для привязки близлежащей спектральной компоненты частотной гребенки. Все остальные спектральные компоненты частотной гребенки при этом оказываются целыми кратными оптической опорной частоты, а частота повторения становится точно известным дробным числом. Путем нелинейной генерации суммарной и разностной частоты такие системы позволяют выполнить высокоточное измерение любой частоты от радио- до ближайшего ультрафиолетового диапазона.

Описанная выше методика измерений с помощью оптической гребенки частот позволяет получить значение частоты $1S-2S$ перехода в атоме водорода [6] с колоссальной точностью

$$f_{1S-2S} = 2\,466\,061\,413\,187\,018\,(11)\text{ Гц} \quad (2)$$

Относительная погрешность составляет 4.5×10^{-15} .

В заключение следует отметить, что приведенные в статье данные способствуют углубленному пониманию студентами фундаментальных физических процессов, происходящих на атомном и субатомном уровне.

Библиографический список

1. Mohr P., Taylor B.N., and Newell D.B. CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2010 // Rev. Mod. Phys. 2012. Vol. 84, No. 4. P. 1527–1605.
2. Hanneke D., Fogwell S., and Gabrielse G. New Measurement of the Electron Magnetic Moment and the Fine Structure Constant // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100, No. 12. P. 120801-1–120801-4.
3. Rainville S., Thompson J.K., and Pritchard D.E. An Ion Balance for Ultra-High-Precision Atomic Mass Measurements // Science. 2004. Vol. 303, No. 5656. P. 334–338.
4. Farnham D.L., Van Dyck R.S., and Schwinberg P.B. Determination of the Electron's Atomic Mass and the Proton/Electron Mass Ratio via Penning Trap Mass Spectroscopy // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75, No. 20. P. 3598–3601.
5. Parthey C.G., Matveev A., Alnis J., Bernhardt B., Beyer A., Holzwarth R., Maistrou A., Pohl R., Predehl K., Udem T., Wilken T., Kolachevsky N., Abgrall M., Rovera D., Salomon C., Laurent P., and Hänsch T.W. Improved Measurement of the Hydrogen $1S-2S$ Transition Frequency // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107, No. 20. P. 203001-1–203001-5.
6. Matveev A., Parthey Ch.G., Predehl K., Alnis J., Beyer A., Holzwarth R., Udem Th., Wilken T., Kolachevsky N., Abgrall M., Rovera D., Salomon Ch., Laurent Ph., Grosche G., Terra O., Legero Th., Schnatz H., Weyers S., Altschul B., and Hänsch T.W. Precision Measurement of the Hydrogen $1S-2S$ Frequency via a 920-km Fiber Link // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 110, No. 23. P. 230801-1–203801-5.
7. Колачевский Н. Н. Когерентная лазерная спектроскопия атомов водорода и рубидия : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.05 : утв. 10.02.2006 / Николай Николаевич Колачевский ; Рос. акад. наук, Физ. ин-т им. П.

- Н. Лебедева. М., 2005. 232 с.
8. Niering M., Holzwarth R., Reichert J., Pokasov P., Udem Th., Weitz M., Hänsch T.W., Lemonde P., Santarelli G., Abgrall M., Laurent P., Salomon C., and Clairon A. Measurement of the Hydrogen 1S–2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84, No. 24. P. 5496–5499.
 9. Хэнш Т.В. Страсть к точности // *УФН.* 2006. Т. 176, № 12. С. 1368–1380.
 10. Beyer A., Parthey Ch.G., Kolachevsky N., Alnis J., Khabarova K., Pohl R., Peters E., Yost D.C., Matveev A., Predehl K., Droste S., Wilken T., Holzwarth R., Hänsch T.W., Abgrall M., Rovera D., Salomon Ch., Laurent Ph. and Udem Th. Precision Spectroscopy of Atomic Hydrogen // *Journal of Physics. Conference Series.* 2013. Vol. 467. P. 012003-1–012003-8.

PRECISION SPECTROSCOPY OF ATOMIC HYDROGEN

S.V. Churochkina, V.A. Korobov

Saratov State University

The problem of the precision determination of the 1S-2S transition frequency has been discussed in the present work. It has been underlined that the spectroscopy of atomic hydrogen along with the calculation of its atomic structure are highlighted by the modern physics because they provide the development and verification of the quantum electrodynamics (QED) up to date leading to the precision determination of the Rydberg constant and the proton charge radius. It can motivate the future professionals in both theoretical and experimental physics for studying these problems at least at the introductory level.

УДК 53.07:535:539.18

ИЗБРАННЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ МЮОНИЯ

С.В. Чурочкина

Саратовский государственный университет

Чурочкина Светлана Викторовна, к.ф.-м.н., доцент кафедры прикладной физики

В данной работе представлены различные способы создания атома мюония и дан краткий обзор современного состояния спектроскопии этого атома.

Атомарный водород обычно рассматривается как простейший и наиболее фундаментальный атом в природе. Его роль в развитии современной физики весьма велика. Действительно, физическая картина строения атомов, успехи квантовой механики в целом, а также прогресс квантовой электродинамики (КЭД), в значительной мере, основаны на выводах, следующих из детального анализа наблюдаемых в этом атоме эффектов. Водород используют в многочисленных точных измерениях для того, чтобы определить фундаментальные константы и заново подтвердить основополагающие концепции, такие как, например, равенство единиц заряда электрона и протона.

К сожалению, то, что ядром этого одноэлектронного атома является протон, приводит к тому, что значительно снижается возможность его полного теоретического описания. Современные экспериментальные данные на сегодняшний день являются более точными, чем существующие теоретические расчеты. Свойства протона такие, как его среднеквадратичный зарядовый радиус или его магнитный радиус, известны сейчас с недостаточной

точностью.

Эксперименты по рассеянию высокоэнергетических частиц показывают отсутствие структуры у лептонов вплоть до размеров $\sim 10^{-18}$ м. Поэтому их можно рассматривать как “точечные”. Следовательно, в атоме мюония ($\text{Mu} = \mu^+ e^-$), который является связанным состоянием двух лептонов – положительного мюона (μ^+) и отрицательного электрона (e^-) [1,2], усложнения, появляющиеся из-за учета структуры ядра, отсутствуют.

Мюоний – это объект, который представляет значительный интерес для ряда областей современной физики. Мюоний отличается от атома водорода только заменой протона на положительный μ -мезон. Мюон является весьма загадочной частицей, поскольку, кроме различия в массах, он ничем не отличается от электрона. Мюоний может считаться легким изотопом водорода. Этот атом впервые наблюдала в 1960 году группа ученых во главе с Верноном У. Хьюзом [3].

В таблице 1 перечислены основные свойства положительного мюона μ^+ .

Таблица 1. Свойства положительного мюона μ^+

Отношение масс мюона (μ^+) и электрона (e^-) [4]	$m_\mu/m_e = 206.768\ 2843(52)$
Заряд	$+e$
Спин	$I = 1/2$
Отношение магнитных моментов мюона (μ^+) и протона (p) [4]	$\mu_\mu/\mu_p = 3.183\ 345\ 107(84)$
Аномальный магнитный момент мюона $a_\mu = \mu_\mu / (e\hbar/2 m_\mu) - 1$ [4]	$a_\mu = 1.165\ 920\ 91(63) \times 10^{-3}$
g -фактор мюона $g_\mu = 2(1 + a_\mu)$ [4]	$g_\mu = 2.002\ 331\ 8418(13)$
Среднее время жизни [5]	$\tau_{\mu^+}(\text{MuLan}) = 2196980.3(2.2)$ пс

Доминирующим взаимодействием между электроном и положительным μ -мезоном внутри атома мюония (см. рис. 1) является электромагнитное взаимодействие.

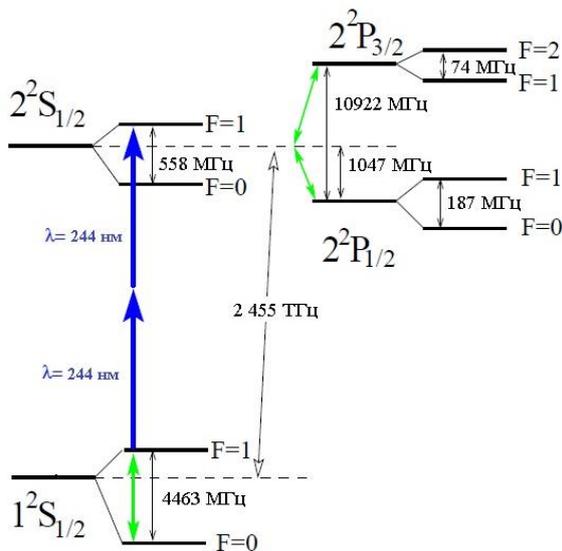


Рис. 1. Уровни энергии водородоподобного атома мюония для состояний с главными квантовыми числами $n = 1$ и $n = 2$. Отмеченные переходы могут быть индуцированы, на сегодняшний день, с помощью радиочастотной или лазерной спектроскопии.

В рамках квантовой электродинамики связанного состояния связь, обусловленная электромагнитным взаимодействием, может быть вычислена с достаточно высокой степенью точности. Кроме того существуют также вклады от слабых взаимодействий, проявляющиеся через обмен Z^0 -бозоном, и от сильных взаимодействий, вызванных адронной поляризацией вакуума. Соответствующие сдвиги уровней энергии могут быть получены с требуемой точностью, используя стандартную теорию. Таким образом, прецизионные измерения в мюонии могут стать

точными тестами Стандартной Модели физики элементарных частиц. Вследствие этого становится возможным поиск новых и до сих пор неизвестных сил в природе. Параметры спекулятивных теорий могут быть ограничены. Вдобавок, такие фундаментальные константы, как постоянная тонкой структуры α , масса мюона m_μ , его магнитный момент μ_μ и аномальный магнитный момент a_μ могут быть точно измерены с помощью мюонной спектроскопии.

Самые первые исследования мюония концентрировались на измерениях, которые были возможны с атомами, созданными путем остановки мюонов в веществе, и дальнейшего их изучения в этом окружении (см. рис. 2). Помимо важной для физики конденсированного состояния работы по исследованию вращения спина мюона, были проведены эксперименты, которые касались сверхтонкого расщепления основного состояния и поиска превращения мюония в антимюоний. В 1980-е годы спектр возможных экспериментов был значительно расширен вследствие того, что были развиты методы, которые позволяли получать атомы в вакууме [1,2].

Во всех высокоточных экспериментах в мюонии, вплоть до сегодняшнего дня, атом находился в основном $1S$ -состоянии (см. рис. 1). Наиболее эффективным механизмом получения атома мюония является захват e^- после остановки μ^+ в подходящем благородном газе (в случае криптона квантовый выход процесса составляет 80(10)%). Эта техника была недавно использована во время проведения прецизионных измерений величин сверхтонкого расщепления $\Delta\nu_{HFS}$ основного состояния атома мюония и магнитного момента мюона μ_μ на Лос-Аламосской мезонной фабрике в Лос-Аламосе США [6].

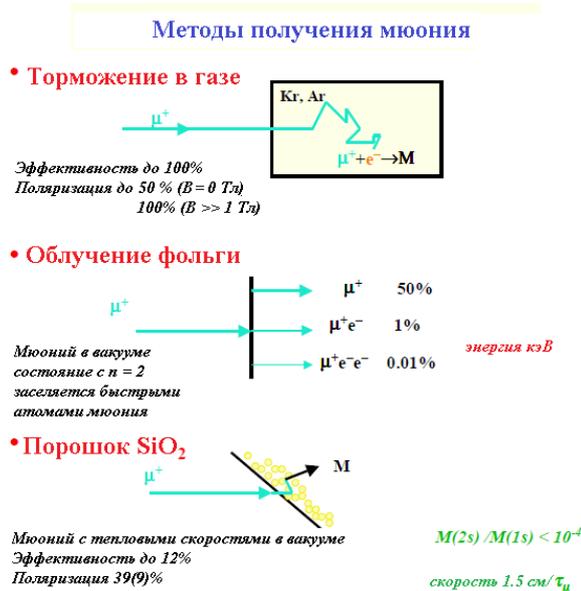


Рис.2. Атомы мюония, необходимые для прецизионных экспериментов, получают тремя различными способами. В первом способе торможение мюонов в благородном газе дает атомы с тепловыми энергиями, которые подвержены столкновительным эффектам. Второй способ, заключающийся в облучении фольги, приводит к тому, что атомы мюония (из-за скорости) рождаются в вакууме при кэВ-х энергиях. В третьем способе атомы мюония с тепловыми скоростями диффундируют в вакуум после того, как они были получены путем торможения мюонов в рыхлом порошке SiO₂

Для этих целей был получен мюоний, движущийся с тепловыми скоростями в вакууме, путем остановки μ^+ рядом с поверхностью порошковой мишени SiO₂, где атомы мюония формировались через захват e^- , с последующей диффузией некоторых из них сквозь поверхность мишени в окружающий вакуум. Выход этого процесса составлял несколько процентов и являлся обязательной предпосылкой для бездоплеровской лазерной спектроскопии $1^2S_{1/2}-2^2S_{1/2}$ перехода с частотой $\Delta\nu_{1S-2S}$, которая дает точное значение для m_μ (измерения проводились в Лаборатории Резерфорда-Эплтона в Чилтоне, Великобритания [7]).

Электромагнитные переходы в возбужденные состояния, в частности классический лэмбовский сдвиг $2^2S_{1/2}-2^2P_{1/2}$ и расщепление тонкой структуры $2^2S_{1/2}-2^2P_{3/2}$, могут быть также индуцированы посредством радиочастотной спектроскопии. Кроме того, незначительное количество атомов мюония может быть получено в метастабильном $2S$ состоянии посредством облучения фольги. Поскольку эти атомы имеют кэВ-е энергии (из-за скоростного резонанса при их формировании), то экспериментальная точность на сегодняшний день имеет уровень порядка 1.5% [8,9,10] и не позволяет нам утверждать о строгом тесте теории.

Обратимся теперь к современным данным по $1S-2S$ двухфотонной спектроскопии мюония.

В мюонии разность энергий, соответствующая $1S-2S$ переходу, в основном определяется соответствующими квантовыми числами, постоянной Ридберга R_∞ и поправкой на приведенную массу. Таким образом, этот переход может быть рассмотрен как идеальный для определения отношения масс мюона и электрона. Необходимые для такого определения квантовоэлектродинамические поправки сейчас хорошо известны с точностью, приемлемой для проводимых в настоящее время прецизионных экспериментов, и поэтому в данном случае не играют важной роли.

Бездоплеровское возбуждение $1S-2S$ перехода было достигнуто в пионерских экспериментах на КЕК [11] и в Лаборатории Резерфорда-Эплтона [12]. Во всех этих экспериментах два встречных импульсных лазерных пучка с длиной волны 244 нм были использованы для возбуждения состояния $n=2$. Успешные переходы были затем задетектированы посредством фотоионизации третьим фотоном из того же лазерного поля. Вылетающие μ^+ затем регистрировались на микроканальном детекторе с выпрямлением РЧ-сигналов.

Точность самых первых измерений была ограничена динамическим эффектом Штарка и быстрыми флуктуациями фазы (паразитная частотная модуляция), которые являлись неотъемлемыми свойствами используемых высокоомощных импульсных лазерных систем. Ключевой особенностью последнего высокоточного измерения в Лаборатории Резерфорда-Эплтона было покадровое записывание пространственного профиля лазерной интенсивности наряду с временными зависимостями интенсивности лазерного света и фазы. Это вместе с вновь разработанной теорией резонансной фотоионизации [13] позволяло покадровое предсказание вероятности перехода как базиса для теоретической формы линии. Последний эксперимент в Лаборатории Резерфорда-Эплтона дает значение частоты перехода $\Delta\nu_{1S-2S}$ (эксп.) = 2 455 528 941.0(9.8) МГц [7], которое находится в хорошем согласии с теоретическим значением $\Delta\nu_{1S-2S}$ (теор.) = 2 455 528 935.4(1.4) МГц [14]. Для отношения масс мюона и электрона было найдено $m_{\mu^+}/m_{e^-} = 206.768\ 38(17)$.

Если же извлечь отношение масс мюона и электрона m_{μ^+}/m_{e^-} из эксперимента по измерению частоты $\Delta\nu_{HFS}$ сверхтонкого расщепления $1S$ -состояния, то сравнение экспериментальных и теоретических значений для частоты $1S-2S$ перехода может быть проинтерпретировано в терминах

отношения зарядов мюона и электрона, и эта интерпретация дает результат $q_{\mu^+}/q_{e^-} + 1 = -1.1(2.1) \cdot 10^{-9}$. Это наилучшая проверка равенства зарядов в первых двух поколениях частиц [15]. Существование одной единственной универсальной квантованной единицы заряда является только экспериментальным фактом и до сих пор не обнаружено никакой лежащей за этим симметрии. Интерес к такой точке зрения возрастает, поскольку калибровочная инвариантность

гарантирует квантование заряда только в пределах одного поколения частиц.

В заключение следует отметить, что в данной статье представлен обзор методов получения атома мюония, и дана картина современного состояния экспериментальных исследований $1S-2S$ перехода в этом искусственно сконструированном атоме. Показана важность проводимых экспериментов для тестирования предсказаний КЭД относительно значений фундаментальных констант, лежащих в ее основе.

Библиографический список

1. Hughes V.W., and zu Putlitz G. Light Exotic Atoms – Some Recent Developments // in: *Quantum Electrodynamics*, ed. T. Kinoshita. World Scientific, 1990. P. 822–904.
2. Jungmann K. Aspects of Fundamental Muon Physics // in: *Muon Science*, eds. S.L. Lee, S.H. Kilcoyne, and R. Cywinsky. CRC Press, 1999. P. 405–461.
3. Hughes V.W., McColm D.W., Ziock K., and Prepost R. Formation of Muonium and Observation of its Larmor Precession // *Phys. Rev. Lett.* 1960. Vol. 5, No. 2. P. 63–65.
4. Mohr P., Taylor B.N., and Newell D.B. CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2010 // *Rev. Mod. Phys.* 2012. Vol. 84, No. 4. P. 1527–1605.
5. Webber D.M., Tishchenko V., Peng Q., Battu S., Carey R.M., Chitwood D.B., Crnkovic J., Debevec P.T., Dhamija S., Earle W., Gafarov A., Giovanetti K., Goringe T.P., Gray F.E., Hartwig Z., Hertzog D.W., Johnson B., Kammel P., Kiburg B., Kizilgul S., Kunkle J., Lauss B., Logashenko I., Lynch K.R., McNabb R., Miller J.P., Mulhauser F., Onderwater C.J.G., Phillips J., Rath S., Roberts B.L., Winter P., and Wolfe B. Measurement of the Positive Muon Lifetime and Determination of the Fermi Constant to Part-per-Million Precision // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106, No. 4. P. 041803-1–041803-4; Erratum *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 106, No. 7. P. 079901.
6. Liu W., Boshier M.G., Dhawan S., van Dyck O., Egan P., Fei X., Grosse Perdekamp M., Hughes V.W., Janousch M., Jungmann K., Kawall D., Mariam F.G., Pillai C., Prigl R., zu Putlitz G., Reinhard I., Schwarz W., Thompson P.A., and Woodle K.A. High Precision Measurements of the Ground State Hyperfine Structure Interval of Muonium and of the Muon Magnetic Moment // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 82, No. 4. P. 711–715.
7. Meyer V., Bagayev S.N., Baird P.E.G., Bakule P., Boshier M.G., Breitrück A., Cornish S.L., Dychkov S., Eaton G.H., Grossmann A., Hübl D., Hughes V.W., Jungmann K., Lane I.C., Liu Yi-Wei, Lucas D., Matyugin Y., Merkel J., zu Putlitz G., Reinhard I., Sandars P.G.H., Santra R., Schmidt P.V., Scott C.A., T. Toner W., Towrie M., Träger K., Willmann L., and Yakhontov V. Measurement of the $1S-2S$ Energy Interval in Muonium // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84, No. 6. P. 1136–1139.
8. Oram C.J., Bailey J.M., Schmor P.W., Fry C.A., Kiefl R.F., Warren J.B., Marshall G.M., and Olin A. Measurement of the Lamb Shift in Muonium // *Phys. Rev. Lett.* 1984. Vol. 52, No. 11. P. 910–913.
9. Badertscher A., Dhawan S., Egan P.O., Hughes V.W., Lu D.C., Ritter M.W., Woodle K.A., Gladisch M., Orth H., zu Putlitz G., Eckhause M., Kane J., Mariam F.G., and Reidy J. Formation of Muonium in the $2S$ State and Observation of the Lamb Shift Transition // *Phys. Rev. Lett.* 1984. Vol. 52, No. 11. P. 914–917.
10. Woodle K.A., Badertscher A., Hughes V.W., Lu D.C., Ritter M.W., Gladisch M., Orth H., zu Putlitz G., Eckhause M., Kane J., and Mariam F.G. Measurement of the Lamb Shift in the $n = 2$ State of Muonium // *Phys. Rev. A.* 1990. Vol. 41, No. 1. P. 93–105.
11. Chu Steven, Mills Jr. A.P., Yodh A.G., Nagamine K., Miyake Y., and Kuga T. Laser Excitation of the Muonium $1S-2S$ Transition // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 60, No. 2. P. 101–104; see also: Danzmann K., Fee M.S., and Chu Steven. Doppler-free Laser Spectroscopy of Positronium and Muonium: Reanalysis of the $1S-2S$ Measurements // *Phys. Rev. A.* 1989. Vol. 39, No. 11. P. 6072–6073.
12. Maas F.E., Braun B., Geerds H., Jungmann K., Matthias B.E., zu Putlitz G., Reinhard I., Schwarz W., Willmann L., Zhang L., Baird P.E.G., Sandars P.G.H., Woodman G.S., Eaton G.H., Matousek P., Toner W.T., Towrie M., Barr J.R.M., Ferguson A.I., Persaud M.A., Riis E., Berkeland D., Boshier M.G., Hughes V.W., and

- Woodle K.A. A Measurement of the $1S-2S$ Transition Frequency in Muonium // Phys. Lett. A 1994. Vol. 187, No. 3. P. 247–254; Schwarz W., Baird P.E.G., Barr J.R.M., Berkeland D., Boshier M.G., Braun B., Eaton G.H., Ferguson A.I., Geerds H., Hughes V.W., Jungmann K., Maas F., Matthias B.E., Matousek P., Persaud M.A., Putlitz G.Z., Reinhard I., Riis E., Sanders P.G.H., Toner W.T., Towrie M., Willmann L., Woodle K.A., Woodman K.A., and Zhang L. Spectroscopy of the $1S-2S$ Energy Splitting in Muonium // IEEE Trans. Instr. Meas. 1995. Vol. 44, No. 2. P. 505–509; Jungmann K., Baird P.E.G., Barr J.R.M., Bressler C., Curley P.F., Dixon R., Eaton G.H., Ferguson A.I., Geerds H., Hughes V.W., Kenntner J., Lea S.N., Maas F., Persaud M.A., Putlitz G., Sanders P.G.H., Schwarz W., Toner W.T., Towrie M., Woodman G., Zhang L., and Zhang Z. Two-Photon Laser Spectroscopy of the Muonium $1S-2S$ Transition // Z. Phys. D 1991. Vol. 21, No. 3. P. 241–243.
13. Yakhontov V., and Jungmann K. Light-Shift Calculation in the ns -States of Hydrogenic Systems // Z. Phys. D. 1996. Vol. 38, No. 2. P. 141–152; and Yakhontov V., Santra R., and Jungmann K. Resonant Three-Photon Ionization of Hydrogenic Atoms by a Non-Monochromatic Laser Field // J. Phys. B. 1999. Vol. 32, No. 7. P. 1615–1638.
14. Pachucki K., Leibfried D., Weitz M., Huber A., König W., and Hänsch T.W. Theory of the Energy Levels and Precise Two-Photon Spectroscopy of Atomic Hydrogen and Deuterium // J. Phys. B. 1996. Vol. 29, No. 2. P. 177–196; Karshenboim S. The Lamb Shift of Excited S -levels in Hydrogen and Deuterium Atoms // Z. Phys. D. 1997. Vol. 39, No. 2. P. 109–113; and Karshenboim S. What Do We Actually Know About the Proton Radius? // Can. J. Phys. 1999. Vol. 77, No. 4. P. 241–266.
15. Jungmann K. Past, Present and Future of Muonium. arXiv:nucl-ex/040401. 2004.

SOME IMPORTANT QUESTIONS OF THE MUONIUM PHYSICS

S.V. Churochkina

Saratov State University

In the survey different ways of the production of the muonium has been outlined. Moreover, a short introduction into the muonium spectroscopy has been made.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ГРАФИКА ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

Г.Е.Гарбер

Саратовский государственный университет

Гарбер Георгий Евгеньевич

Дается объяснение дифракции потока электронов на основе квантовой теории электромагнитного поля. Показывается ошибочность волновой интерпретации одного электрона. Для вычисления характеристик электронной дифракции применяется статистическая модель Фейнмана, где определяющим фактором является большое число частиц. Плотность распределения принимается как основная физическая характеристика электронного потока, движущегося через две щели прибора. Методом энергетических потоков доказывается, что плотность распределения электронного потока – это решение уравнения Шрёдингера. Найденное решение этого уравнения позволяет вычислить и построить график электронной дифракции, и устранить существующие теоретические противоречия.

Дифракция электронов была открыта экспериментально в 1927 году Д.П. Томсоном и К. Дэвиссоном с Л. Джермером. Пытаясь объяснить это физическое явление, Л. де Бройль придумал умозрительную и чисто абстрактную гипотезу, по которой **единичному** электрону произвольно приписываются загадочные волновые свойства [1]. Невозможно представить себе такой физический объект, в котором сочетаются прямо противоположные и взаимно исключающие свойства микрочастицы и бесконечной волны. Эта гипотеза прямо противоречит атомным представлениям о структуре вещества, и корпускулярным свойствам электрона, экспериментально доказанным Д. Томсоном. По поводу таких гипотез великий Ньютон сказал: "Если кто создаёт гипотезу, только потому, что она возможна, я **не вижу**, как можно в любой науке **установить** что-либо с точностью". Подобный подход не может привести к чётким физическим определениям. Интересно отметить, что даже научный руководитель автора гипотезы П. Ланжевэн считал её "вздорной", а давший положительный отзыв А. Эйнштейн – "сумасшедшей" [2]. Разумеется, такое туманное и неопределенное представление непригодно и бесполезно для решения конкретных задач.

Тем не менее, несмотря на очевидные противоречия, волновая гипотеза была признана и широко применяется [1], [3], [4]. Например, С. Вавилов считал её "не вызывающей сомнения": "В курсах квантовой механики рассматривают мысленный эксперимент, в котором электроны дифрагируют поочередно, и приписывают волновые свойства отдельной частице" [5]. Определяющим фактором, однако, является то, что в дифракции участвует большое число электронов, а не единичная частица. При уменьшении количества частиц в электронном пучке правильная интерференционная картина исчезает, вместо неё появляются отдельные, случайно расположенные на экране точки [4]. Таким образом, экспериментальные данные не подтверждают волновую гипотезу.

Чтобы понять физическую сущность процесса, вопреки невразумительной волновой гипотезе, и

устранить возникающие противоречия, Р. Фейнман предложил простую и наглядную физическую модель. Главным в этой модели является то, что рассматривается совокупность большого числа частиц вместо единичного электрона. Движение электронов имеет форму **потока электронного газа**, который начинается от источника, проходит через две щели, а затем попадает на экран [6], [7]. Конечно, отдельный электрон рассматривается только как локализованная в пространстве **частица**, материальная точка (mass point), как установил Д. Томсон. "Нужно быть осторожным и не представлять себе чересчур реально волны в пространстве", - подчеркнул Р. Фейнман [6].

При таком, **статистическом** подходе, основной физической характеристикой является число частиц N , попавших на экран в определенном месте. Тем самым, определяется **вероятность** попадания электрона в окрестность точки x . Согласно обозначениям, $N_{12}(x)$ означает число частиц, прошедших через обе щели; $N_1(x)$ – число частиц, прошедших только через щель 1; $N_2(x)$ – число частиц, прошедших через щель 2 [7]. Оказывается, что кривая N_{12} не является суммой частных кривых N_1 и N_2 : $N_{12}(x) \neq N_1(x) + N_2(x)$. Получается первое противоречие, так как вероятности случайных событий должны складываться. Отсюда вытекает второе противоречие. Р. Фейнман формулирует его так: "Утверждение А: Электрон попадает в детектор либо через отверстие 1, либо через отверстие 2, - ложно" [7, с.200]. Из этого "пугающего заключения" [4] следует, что теоретическое объяснение дифракции электронов неправильно. В математике это называется "доказательством от противного".

Не помогает даже такой искусственный и необоснованный приём, как возведение амплитуды вероятности в квадрат. Действительно, представим число попаданий электронов в данную точку в виде $N(x) = a^2(x)$ [7]. Для амплитуды вероятности принимается, как при стрельбе из пулемёта, нормальное распределение Гаусса $a(x) = C \exp[-k(x-x_0)^2]$, - где x_0 – координата щели, C и k – коэффициенты [8]. Тогда результирующая функция для двух щелей вычисляется по формуле $N_{12}(x) = [a_1(x) + a_2(x)]^2$, в которой параметр x_0 принимает два значения: $+x_0$, $-x_0$, - соответственно для функций

$a_1(x)$ и $a_2(x)$. Очевидно, что к двум существующим максимумам в точках $+x_0$ и $-x_0$ добавляется только один дополнительный максимум в точке $x=0$, а периодического графика интерференции не получается.

Следовательно, необходимо снова обратиться к первоначальным экспериментам по дифракции электронов и провести заново отсутствующие вычисления. Только из них должно вытекать правильное и непротиворечивое физическое, а не абстрактное, объяснение этого явления. Главным фактором опыта является чрезвычайно большое время экспозиции, порядка нескольких месяцев. Поэтому требуется рассмотреть промежуточные результаты. Известно, что промежуточные графики попадания электронов не являются непрерывными, а представляют собой дискретную картину из отдельных случайных точек, подобную мишени при пулемётной стрельбе. С течением времени эти случайные точки накапливаются только в определённых местах, а в других – отсутствуют. Процесс сосредоточения точек носит кумулятивный характер и приводит к появлению интерференционных полос. Результат сглаживания для множества точек наглядно изображается в виде графика дифракции потока электронов.

Новый подход к решению задачи предложил Р. Фейнман, сформулировав его в виде принципа: "...Мы больше не имеем права детально описывать поведение частиц в пространстве" [6]. Это более простое выражение принципа дополнительности Бора. При таком физическом, а не формальном, подходе подразумевается, что каждый электрон – это дискретная частица, **материальная точка** Ньютона (mass point), а не бесконечная волна. Подобные свойства имеют молекулы газа, которые, как показывает броуновское движение, движутся по траекториям со случайными отклонениями. Случайные колебания электронов под дискретным воздействием электромагнитных квантов (EM -квантов) естественно назвать комптоновским движением.

Основная числовая характеристика потока электронного газа – это плотность распределения электронов или электронная **плотность вероятности**, которая определяется по формуле [8]

$$f_S(x, y, z, t) = \frac{n(\Delta V)}{N \cdot \Delta V} \quad (1)$$

где (x, y, z) – координаты внутренней точки, $n(\Delta V)$ – число электронов в объёме ΔV , N – общее число частиц.

Электронная плотность вероятности f_S естественно называется в честь создателя квантовой механики Э. Шрёдингера (Schrödinger's function). Аналогично, функция электронной плотности применяется в работах У. Кона [9]. Кроме того, Р. Фейнман указал на полную аналогию между основными формулами электродинамики и гидродинамики [10, с. 236]. Это позволяет применить для описания движения потока электронного газа классическую теорию течения жидкости. Рассматриваются линии тока

электронного газа, полученные сглаживанием реальных траекторий частиц. Одномерная физическая модель движения потока электронов наглядно представляется в виде элементарной трубки тока бесконечно малого сечения dS . Поток электронов переносит по трубке тока энергию, приращение которой вдоль бесконечно малого интервала движения dl пропорционально числу частиц

$$\Delta E = E_1 n(\Delta V) \quad (2)$$

где E_1 – энергия одного электрона, $\Delta V = dl \cdot dS$ – объём интервала трубки тока.

Величина соответствующего потока энергии [11], переносимого через сечение dS , может быть естественно названа **энергетическим потоком** Борна $S_B(E)$ (Born's Stream), который первым применил статистический подход в квантовой механике. Для вычисления величины элементарного энергетического потока через трубку тока используется производная по направлению движения [11]

$$S_B(E) = v \frac{\partial E}{\partial l} dS \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial l} = \frac{\partial E}{\partial x} \cos \alpha + \frac{\partial E}{\partial y} \cos \beta + \frac{\partial E}{\partial z} \cos \gamma = \nabla E \cdot \vec{l}$$

где v – скорость потока электронов, $l(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ – направляющий вектор линии тока.

Первым шагом решения задачи является получение условий энергетического равновесия для замкнутого объёма. Рассмотрим бесконечно малый объём ΔV внутри электронного газа, который в силу симметрии случайных направлений движения частиц имеет форму сферы. Величина радиального потока энергии через замкнутую поверхность сферы S вычисляется как сумма величин элементарных потоков (3) и выражается в виде поверхностного интеграла 1 – го рода [11]

$$S_B(E) = v \iint_S \frac{\partial E}{\partial n} dS = v \iint_S \nabla E \cdot \vec{n} dS \quad (4)$$

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

где S – поверхность сферы, ограничивающей объём ΔV , $\vec{n}(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ – единичный вектор нормали к поверхности сферы, ∇ – оператор градиента.

Определяющий фактор в квантовой механике – это взаимодействие заряженных частиц (электронов) и **электромагнитного поля**. Такой конкретный физический процесс должен заменить неуместного в физике абстрактно – философского "наблюдателя". Так как электромагнитное поле состоит из дискретных частиц, EM -квантов, то нужно рассмотреть взаимодействие единичного электрона с EM -квантом (фотоном), которое даётся фундаментальными уравнениями Эйнштейна, выражающими закон сохранения энергии и импульса в квантовой механике

$$\frac{p_1^2}{2m} + U_1 = E_\nu, E_\nu = h\nu \quad (5.1)$$

$$p_1 = \hbar k, k = \frac{2\pi\nu}{c} \quad (5.2)$$

где p_1, U_1, m – импульс, потенциальная энергия и масса электрона; $E_\nu, \hbar k$ – энергия и импульс EM -кванта, k – волновое число.

Именно это уравнение (5.2) взял Л. Бройль, пытаясь придать правдоподобный вид волновой гипотезе, явно противоречащей атомным представлениям. Он ошибочно приписал электрону длину волны EM -кванта из правой части (5.2). Ещё раз подчеркнём, что электрон – это материальная точка Ньютона (mass point), а частота ν и соответствующая длина волны λ относятся только к EM -кванту.

Затем необходимо перейти от индивидуальных характеристик одного электрона к интегральным характеристикам потока электронов. Метод вычисления параметров **электронного потока** позволяет усреднить физические величины и сгладить случайные отклонения параметров отдельных частиц. Запишем уравнение баланса для переноса энергии через поверхность сферы S , подставив вместо физических параметров единичных электронов соответствующие величины для электронного потока. Получаем естественное обобщение энергетического квантового уравнения Эйнштейна (5.1), выражающее закон сохранения энергии для электронного потока. Основное уравнение **энергетического баланса** для энергетических потоков имеет вид

$$S_B(T_e) + S_B(U_e) = S_B(E_q) \quad (6)$$

где T_e, U_e – кинетическая и потенциальная энергия электронного потока, E_q – энергия, полученная электронным потоком от EM -квантов.

Приращение величины энергетического потока для каждого из видов энергии пропорционально числу электронов и даётся, согласно (2), следующими формулами

$$\begin{aligned} \Delta T_e(\Delta V) &= \frac{p_1^2}{2m} n(\Delta V), \Delta U_e(\Delta V) = \\ &= U_1 n(\Delta V), \Delta E_q(\Delta V) = E_\nu n(\Delta V) \quad (7) \end{aligned}$$

Подставим в основное уравнение баланса энергетических потоков (6) значения величин потоков для кинетической, потенциальной и электромагнитной энергии электронов.

Каждая из этих величин выражается через поверхностный интеграл в соответствии с (3), (4). Получаем интегральное уравнение для энергетических потоков через поверхность сферы [11]

$$\oint_S \nabla T_e \cdot \bar{n} dS + \oint_S \nabla U_e \cdot \bar{n} dS = \oint_S \nabla E_q \cdot \bar{n} dS \quad (8)$$

Отметим, что полученное интегральное уравнение хорошо согласуется с созданной Р. Фейнманом третьей формой квантовой механики в виде функциональных интегралов по траекториям.

Использование **линий тока** электронного потока, усредняющих и сглаживающих реальные траектории электронов, является обобщением этого подхода. Поток векторного поля от градиента энергии выражается через интеграл от дивергенции по формуле Гаусса – Остроградского, и поверхностные интегралы выражаются через тройные интегралы [11]

$$\begin{aligned} \iiint_{\Delta V} \nabla^2(T_e) dV + \iiint_{\Delta V} \nabla^2(U_e) dV &= \\ &= \iiint_{\Delta V} \nabla^2(E_q) dV \quad (9) \end{aligned}$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

где ∇^2 – оператор Лапласа.

Разделив полученное уравнение (9) на ΔV и N , и используя формулы (7), выражаем энергетические потоки через электронную плотность вероятности f_s . Затем вычисляется производная по объёму [11], и в результате вместо интегрального уравнения (9) получаем следующее дифференциальное уравнение

$$\frac{p_1^2}{2m} \nabla^2 f_s + \nabla^2(U_1 f_s) = \nabla^2(E_\nu f_s) \quad (10)$$

Рассмотрим второй член уравнения (10), который даёт поток потенциальной энергии электронов. Потенциал каждого электрона находится интегрированием силы электромагнитного поля вдоль линии тока и, поэтому, может рассматриваться как интеграл по параметру l (3). Интегрирование по параметру коммутирует с дифференциальными операторами уравнений Максвелла. Поэтому величина потока потенциальной энергии подчиняется волновому уравнению электромагнитного поля

$$\nabla^2(U_1 f_s) = \frac{1}{c^2} U_1 \frac{\partial^2 f_s}{\partial t^2} \quad (11)$$

Аналогично рассматривается третий член уравнения (10), выражающий величину потока энергии, полученной электронным потоком от EM -квантов. Приходим к заключению, что эта величина также подчиняется волновому уравнению, аналогично (11). Подставив найденные выражения в уравнение (10), получаем линейное дифференциальное уравнение в частных производных для электронной плотности вероятности f_s

$$\frac{p_1^2}{2m} \nabla^2 f_s + \frac{1}{c^2} U_1 \frac{\partial^2 f_s}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} E_\nu \frac{\partial^2 f_s}{\partial t^2} \quad (12)$$

Полученное дифференциальное уравнение в частных производных решается стандартным методом разделения переменных: $f_s(x, y, z, t) = f_{s1}(x, y, z) f_{s2}(t)$ [11]. После разделения переменных уравнение (12) распадается на два частных уравнения

$$\frac{p_1^2}{2m} \frac{c^2}{E_\nu - U_1(x, y, z)} \nabla^2 f_{s1}(x, y, z) = \lambda \quad (13)$$

$$\frac{d^2 f_{s2}(t)}{dt^2} - \lambda f_{s2}(t) = 0, \lambda = const \quad (14)$$

Рассматриваются только периодические решения обыкновенного дифференциального уравнения (14), так как затухающие решения исключаются, и выбирается $\lambda = -\omega^2$. Поэтому решениями уравнения (14) являются гармонические функции $f_{s2}(t) = \cos(\omega t)$, $\sin(\omega t)$ с циклической частотой $\omega = 2\pi\nu$. Подставим найденное значение λ в уравнение для пространственной функции (13). Выражая величину импульса электрона p_1 из уравнения (5.2), сократим обе части уравнения (13) на k^2 . Таким образом, в результате прямого вычисления получен строгий математический **вывод** стационарного уравнения Шрёдингера

$$-\frac{\eta^2}{2m} \nabla^2 f_{s1}(x, y, z) + [U_1(x, y, z) - E_v] f_{s1}(x, y, z) = 0 \quad (15)$$

где $E_v = h\nu$ – средняя энергия электрона, полученная от EM -кванта.

Приведенный вывод уравнения Шрёдингера основан на простых и наглядных предположениях Р. Фейнмана [6] вместо необоснованного, формально – аксиоматического ввода оператора Гамильтона. Ещё более важно то, что решение уравнения Шрёдингера получает независимое физическое определение. Теперь можно применять точное и справедливое физическое определение – электронная плотность вероятности или функция Шрёдингера f_s (Schrödinger's function) вместо абстрактной комплексной ψ - функции или неопределённой волновой функции.

Так как движение электронов происходит под действием электромагнитного поля, состоящего из отдельных EM -квантов, то координаты и траектории частиц имеют случайный, стохастический характер. Поэтому при вычислении характеристик электронного потока необходимо использовать методы теории вероятностей и математической статистики, аналогично молекулярно – кинетической теории газов. При вероятностном подходе не имеет смысла точно описывать случайные движения отдельного электрона. Положение каждого электрона определяется вероятностью попадания в бесконечно малый объём ΔV возле точки с координатами (x, y, z) . Электронная плотность вероятности находится в виде решения уравнения Шрёдингера f_s . Возведение этой функции в квадрат ошибочно. Такой подход согласуется с предложением А. Эйнштейна об усреднении параметров микрочастиц в квантовой механике.

Затем следует найти зависящее от времени, полное уравнение Шрёдингера, так как процесс электронной дифракции зависит от времени. Поэтому два вещественных независимых решения уравнения (14) нужно объединить в одну комплексную функцию: $f_{s2}(t) = \exp(-i\omega t)$. Произведение частных решений $f_{s1}(x, y, z) f_{s2}(t)$ подставляем в исходное уравнение (12). Эта

функция дважды дифференцируется по t во втором члене уравнения и один раз – в третьем. Сокращая на k^2 , получаем уравнение, которое не зависит от частоты ν и выполняется для всех частных решений. Так как общее решение есть ряд Фурье от частных решений, то полученное уравнение следует из исходного уравнения (12). Таким образом, путём вычислений методом энергетических потоков, без аксиоматического ввода гамильтониана и оператора энергии, получен точный **вывод** зависящего от времени общего или полного уравнения Шрёдингера

$$\frac{\eta^2}{2m} \nabla^2 f_s(x, y, z, t) - U_1(x, y, z) f_s(x, y, z, t) = -i\eta \frac{\partial f_s(x, y, z, t)}{\partial t} \quad (16)$$

Отметим, что это уравнение параболического типа, а не волновое. Электронная плотность вероятности находится как действительная часть решения $\text{Re } f_s(x, y, z, t)$. Как отметил Р. Фейнман: "В физике праведна и чтима только действительная часть комплексного числа" [12]. Комплексная форма уравнения Шрёдингера – это чисто математический метод, не влияющий на физические характеристики электронного потока. А бездоказательная, нефизическая "интерпретация", где используется квадрат модуля комплексной волновой функции, должна быть отвергнута.

Перейдем теперь непосредственно к фейнмановской модели интерференции электронных пучков от двух щелей [6, рис.1.1], [7, рис.32]. Поток электронов создаётся электронной пушкой и имеет горизонтальную ось Ox . Перпендикулярно оси Ox расположена стенка с двумя щелями 1, 2 и экран, на расстоянии D от стенки. Количество электронов измеряется на экране с помощью детектора в точке с вертикальной координатой x . Необходимо отметить принципиальную разницу между пулемётом и электронной пушкой. Электронная пушка действует на электроны с помощью электромагнитного поля определённой частоты, обеспечивающего синхронизацию электронных потоков, а пулемет стреляет случайным образом, хаотично. Поэтому результаты их действия совершенно разные, и сравнивать их нельзя.

Плотность распределения электронов на экране или электронная плотность вероятности f_s для проходящего через щель пучка электронов находится как решение задачи Коши для уравнения Шрёдингера на плоскости xOy . Электронная пушка задаёт постоянный потенциал электрона $U_1 = U_0 = \text{const}$ и фиксированную частоту $\nu = \text{const}$. Это обеспечивает **когерентность** электронных пучков из разных щелей. Разделение переменных даёт частные решения $f_{s1}(x, y)$ и $f_{s2}(t)$, удовлетворяющие уравнениям (15), (14). Уравнение для пространственных переменных (15) на плоскости xOy приводится к уравнению Гельмгольца [11]

$$\frac{\partial^2 f_{s1}(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_{s1}(x, y)}{\partial y^2} + k_0^2 f_{s1}(x, y) = 0 \quad (17)$$

$$k_0^2 = \frac{2(E_v - U_0)m}{\eta^2}$$

Затем нужно перейти к полярным координатам и выполнить разделение пространственных переменных $f_{s1}(x, y) = f_{s3}(r)f_{s4}(\varphi)$. В результате, вместо уравнения (17) приходим к двум частным уравнениям для радиальной и угловой части решения

$$r^2 \frac{d^2 f_{s3}(r)}{dr^2} + r \frac{df_{s3}(r)}{dr} + (r^2 k_0^2 - n^2) f_{s3}(r) = 0 \quad (18)$$

$$\frac{d^2 f_{s4}(\varphi)}{d\varphi^2} + n^2 f_{s4}(\varphi) = 0 \quad (19)$$

Решение углового уравнения (19) приводит к двум гармоническим функциям. Поэтому, в силу однозначности решения, величина n принимает только целые значения. Следовательно, радиальное уравнение (18) после замены переменной $rk_0 = \rho$ приводит к дифференциальному уравнению Бесселя [11]

$$\rho^2 \frac{d^2 f_{s3}(\rho)}{d\rho^2} + \rho \frac{df_{s3}(\rho)}{d\rho} + (\rho^2 - n^2) f_{s3}(\rho) = 0 \quad (20)$$

Общее решение уравнения Бесселя при целом n имеет вид

$$f_{s3}(\rho) = C_1 J_n(\rho) + C_2 N_n(\rho) \quad (21)$$

где $J_n(\rho)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, $N_n(\rho)$ – функция Неймана n -го порядка.

Так как процесс дифракции электронов происходит в физическом приборе, имеющем макроскопические размеры, то величина ρ принимает большие значения. Поэтому с достаточной степенью точности справедливы следующие асимптотические формулы [11]

$$J_n(\rho) = \frac{2}{\sqrt{\pi\rho}} \cos\left(\rho - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right), N_n(\rho) = -\frac{2}{\sqrt{\pi\rho}} \sin\left(\rho - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (22)$$

Это даёт возможность объединить два линейно независимых решения. Представим решение уравнения Бесселя в комплексной форме, используя формулу Эйлера, как это было сделано при выводе общего уравнения Шрёдингера (16)

$$f_{s3}^c(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot k_0 r}} \exp\left[i\left(k_0 r - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right] \quad (23)$$

Аналогичная формула для амплитуды вероятности приводится у Р. Фейнмана [6], но, к сожалению, без вывода. Кроме того, вычисленная электронная плотность вероятности (23) имеет другой показатель степени, так как амплитуда вероятности в [6] возводится в квадрат, как это принято в квантовой механике. Объединяя найденные решения уравнений (14), (19), (20), получаем решение задачи Коши в комплексной форме для зависящего от времени, общего

уравнения Шрёдингера, соответствующее частоте ν , которым даётся плотность электронного потока или электронная плотность вероятности f_s для одной щели

$$f_s^c(r, \varphi, t) = f_{s2}(t) f_{s3}(r) f_{s4}(\varphi) = C \frac{1}{\sqrt{r}} \exp\left[i\left(k_0 r - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4} + n\varphi - \omega t\right)\right] \quad (24)$$

где r, φ – полярные координаты точки (x, y) .

Затем надо найти суммарную плотность вероятности электронного потока, который попадает на экран. Для этого надо сложить решения общего уравнения Шрёдингера в комплексной форме (24) для двух щелей 1, 2, и взять в качестве физической величины действительную часть найденной суммы. Отметим, что подобный математический метод применяется и при сложении интенсивности двух источников электромагнитных волн. Суммарное решение в комплексной форме для двух щелей 1, 2 равно

$$f_s^c(x, y, t) = C_1 \left[\sum_{j=1}^2 \frac{1}{\sqrt{r_j}} \exp(i\psi_j) \right] \exp(-i\omega t) \quad (25)$$

$$\psi_j = k_0 r_j + n\varphi_j, r_j = \sqrt{(x - x_j)^2 + D^2},$$

$$\varphi_j = \arctg \frac{x - x_j}{D}$$

где $j=1, 2$ – номер щели, x_j – координаты щели, D – расстояние от стенки до экрана.

Электронный поток проходит через щели 1, 2, попадает на экран и фиксируется детектором. Поэтому можно рассматривать плотность электронного потока как передаваемый сигнал с несущей частотой $\nu = \omega/2\pi$ и амплитудной модуляцией. Аккумуляция и сосредоточение электронов происходит в определенных зонах экрана и соответствует плотности вероятности. Детектирование убирает зависящие от времени гармонические колебания с несущей частотой ν и оставляет только стационарную, не зависящую от времени модулирующую функцию – **амплитуду вероятности**. Это точное определение, данное Р. Фейнманом [6], получает здесь простой и наглядный физический смысл. Окончательный результат, плотность распределения или плотность вероятности электронного потока, который характеризует электронную дифракцию, получаем, выделив действительную часть из стационарного сомножителя комплексной функции (25)

$$f_s(x) = \text{Re } f_s^c(x, D) = C_2 \left[\sum_{j=1}^2 \frac{1}{\sqrt{r_j}} \cos(k_0 r_j + n\varphi_j) \right] \quad (26)$$

$$r_j = \sqrt{(x - x_j)^2 + D^2}, \varphi_j = \arctg \frac{x - x_j}{D}$$

где $x_1 = +x_0, x_2 = -x_0, k_0^2$ приведено в формуле (17).

Вывод точной формулы (26), которая характеризует дифракцию электронного потока, завершает рассмотрение статистической модели Фейнмана. Эта формула хорошо воспроизводит периодический характер и убывание амплитуды колебаний для плотности распределения частиц, что полностью соответствует общему виду приводимой Фейнманом функции [6], [7].

Объяснение процесса дифракции с помощью плотности распределения электронов полностью согласуется с результатами эксперимента. На начальных этапах опыта, когда число частиц ещё мало, изображение на экране имеет вид хаотично разбросанных отдельных точек, подобное картине звездного неба. Место попадания каждого электрона на экран – это случайная точка. На последующих этапах опыта, когда число электронов увеличивается, частицы сосредотачиваются в определенных местах, в соответствии с формулой плотности вероятности электронного потока (26). Наконец, после достаточно длительной экспозиции, возникает характерная дифракционная картина с периодическим чередованием светлых и темных полос. График плотности распределения частиц строится по найденной формуле электронной дифракции (26).

Полученные результаты позволяют устранить оба противоречия, вытекающие из ошибочных волновых представлений, на которые указал Р. Фейнман. Первое противоречие объясняется тем, что рассматривается не стационарная случайная величина, а зависящий от времени **случайный процесс**. Сложение электронной плотности вероятности f_S для первой и второй щели должно производиться в последовательные моменты времени t по формулам (25), (26). После этого отпадает и второе противоречие: электрон действительно проходит с равной вероятностью или

через щель 1, или через щель 2, а затем попадает в случайную точку на экране. Таким образом, показана бессмысленность наблюдения за каждой отдельной частицей. Отсюда следует, что необходимо рассматривать статистическую совокупность, движение большого числа частиц, электронного потока, как в молекулярной физике.

Выводы. Дано простое физическое, а не формально-аксиоматическое объяснение дифракции электронов с помощью статистической модели Фейнмана, в которой рассматривается движение потока электронного газа. На основе квантовой теории Планка и Эйнштейна дается математический вывод уравнения Шрёдингера, которому подчиняется плотность электронного потока. При решении задачи складываются электронные потоки, проходящие через две разные щели прибора, и вычисляется результирующая плотность распределения электронов на экране. Найдена формула, которая описывает стационарную плотность распределения электронов и определяет амплитуду вероятности попадания электронов в точки экрана. Полученное решение позволяет построить график дифракции электронного потока, характеризующий периодическое чередование светлых и темных полос на экране. Таким образом, на основе анализа экспериментальных данных подтверждено, что только классическое определение электрона, как материальной точки Ньютона (mass point), является правильным, необходимым и достаточным для объяснения дифракции электронов. Одновременно установлено, что двусмысленная и невразумительная волновая гипотеза, прямо противоречащая атомному строению вещества, должна быть отвергнута, как были ранее отвергнуты наукой геоцентрическая астрономия, флогистон и световой эфир.

Библиографический список

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.3. Квантовая механика. М., 2002.
2. Громов С.В. Физика. М., 2003.
3. Странатан Д. "Частицы" в современной физике. М. Л., 1949.
4. Мякишев Г.Я., Синяков А.З. Физика. Оптика. Квантовая механика. М., 2001.
5. Биберман Л., Сушкин Н., Фабрикант В. // ДАН СССР 66, 185 (1949).
6. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып.8. Квантовая механика. М., 1965.
7. Фейнман Р. Характер физических законов. М., 2012.
8. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М., 2003.
9. Kohn W. The Edge Electron Gas // Phys. Rev. Lett. 81. 3487 (1998).
10. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып.7. М., 1966.
11. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М., 1986.
12. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 2. М., 1966.

CALCULATION OF PHYSICAL CHARACTERISTICS FOR DESIGNING A GRAPH OF ELECTRONS DIFFRACTION ON THE BASIS OF QUANTUM THEORY

G.E. Garber

Saratov State University

Explanation of the diffraction of electron flow on the basis of quantum theory of electromagnetic field is given. Fallibility of wave interpretation of single electron is shown. For calculation of characteristics of electron diffraction, Feinman's statistical model is used, where determining factor is a large number of particles.

Density function is considered as main physical characteristic of electron flow moving through the two splits of device. With the help of method of energy flows it's proven that density function of electron flow is the solution of Schrödinger's equation. This solution enables us to calculate physical characteristics and to design the graph of electron diffraction, and to eliminate existing theoretical contradictions.

**БАЛЛЬНО-РЕЙТИНГОВАЯ СИСТЕМА В УСЛОВИЯХ
ДЕФИЦИТА УЧЕБНОГО ВРЕМЕНИ**

С.Ю. Аветисян, В.В. Машников, В.Д. Слепухин, А.С. Шаповалов
Саратовский государственный университет

Аветисян Севак Юрикович – студент факультета КНиИТ

Машников Валерий Васильевич – доцент кафедры прикладной физики

Слепухин Владислав Дмитриевич – студент факультета КНиИТ

Шаповалов Александр Степанович – профессор кафедры прикладной физики

Проведено обсуждение совершенствования методики изучения вузовского курса физики в условиях введения балльно-рейтинговой системы оценки учебной деятельности студентов. Приведена примерная программа курса физики для студентов-бакалавров факультета КНиИТ, с учётом учебного времени, отводимого на дополнительные (контролируемые) виды учебной деятельности.

Дискуссия корректировки методик образования активизировалась в последние десятилетия с одновременным бурным развитием информационных технологий. Образовательная парадигма традиционно включает в себя две взаимосвязанные проблемы: содержание образования и внедрение новых принципов его усвоения. Применительно к общеобразовательным и вузовским курсам физики стандарты, программы, учебники представляют, в основном, законченные теории и явления, относящиеся к достижениям естествознания прошлых (XVIII - XIX) веков. Последние достижения физической науки, в частности, физика элементарных частиц, физика атомов и молекул, связанная с удивительным миром нанотехнологий, теория гравитации и космологии, в лучшем случае представлены в общих курсах фрагментарно. Это не способствует заслуженному повышению статуса физической науки и, соответственно, социальному престижу инженерных специальностей.

Целью настоящей (дискуссионной) статьи является, главным образом, дальнейшее совершенствование методик изучения вузовского курса физики в условиях острого дефицита учебного времени. Дополнительное время может быть

получено как путём исключения «повторов» в учебных программах курса, так и путём активизации самостоятельной работы студентов.

Последний тезис, с введением балльно-рейтинговой системы (БаРС) оценки учебной работы студентов, получил некоторую «материальную» основу в виде суммы зачётных баллов. Успешное представление доклада или реферата на конференции или в студенческой группе, даёт студенту и моральное удовлетворение. Место проведения эксперимента - первый и второй курс студентов факультета компьютерных наук информационных технологий (КНиИТ), для которых физика относится к дисциплинам базовой части естественнонаучного цикла.

Им читается двух семестровый курс физики, включающий: «Физика: классическая механика; электродинамика; молекулярная и статистическая физика; физические основы построения ЭВМ». Кроме того, студенты работают по два часа в неделю в физическом практикуме.

Количество баллов, предусмотренное на дисциплинарный модуль «Физика», складывается из максимальных баллов следующих оцениваемых видов деятельности.

Таблица 1. Максимальное количество баллов по видам учебной деятельности.

1	2	3	4	5	6	7	8
Семестр	Лекции	Лабораторные работы	Самостоятельная работа	Другие виды работ	Авто-блиц-тест	Промежут. аттестация Экз. / зачёт	Итог
2	10	20+5	15	10	5	35	100
3	10	20+5	10	15	5	35	100

Оценка учебной деятельности студента.

Лекции. От 0 до 10 баллов, пропорционально посещаемости в отчётном периоде. Этот вид учебной деятельности включён в ранжирование баллов по рекомендации ИДПО и носит, по мнению авторов статьи, скорее дисциплинарный, чем учебный характер. Электронный вариант конспектов лекций по всем разделам физики (включая физические основы построения базовых элементов ЭВМ), доступны каждому студенту факультета КНиИТ.

Internet предоставил новый инструмент для выбора программ и курсов лекций по предмету в достаточно широком качественном диапазоне. Получить диплом западного вуза можно, не выезжая в страну обучения. Российские вузы в последние годы всё больше переводят основные курсы и части своих учебных программ в онлайн-режим. Определённых результатов здесь уже удалось достичь и СГУ через Институт открытого образования.

Основными сдерживающими факторами широкого внедрения данного вида образования являются, с одной стороны, трудоемкость процесса создания качественных учебно-методических материалов (УММ) для самостоятельного изучения студентом предмета, контроля усвоения и уровня готовности к экзаменам, с другой - недостаточная техническая оснащённость учебного процесса.

Лабораторные работы

Этот вид учебной деятельности относится к обязательным. Выполнение установленного числа работ за семестр оценивается в 20 баллов. Стимулирующие +5 баллов выставляются за большее число работ, за более короткое время их выполнения, за работу по индивидуальному заданию преподавателя и т.п.

В настоящее время в научно-методической литературе [4] оживлённо обсуждается так называемый «композиционный демонстрационный физический эксперимент» как основа для дальнейшего развития теории и методики использования физического эксперимента в процессе обучения физике.

Главная мысль - использовать дидактические возможности натуральных физических экспериментов для разработки методик визуализации физических явлений и процессов, в том числе, на основе создания виртуальных математических моделей. Определённый интерес представляет это направление и с точки зрения организации учебно-исследовательской и самостоятельной работы студентов.

Согласно государственному образовательному стандарту, бакалавр по направлению подготовки 231000 «Программная инженерия», в частности, должен решать следующие профессиональные задачи:

- участие в проведении научных исследований (экспериментов, наблюдений и количественных измерений);
- построение моделей объектов профессиональной деятельности с использованием инструментальных средств.

Авторами сформулированы дополнительные задания для экспериментального и теоретического исследования колебательных систем. Проведены их решения и графическая иллюстрация.

При этом задания выполнены для трёх уровней сложности:

- стандартное условие (соответствует описанию задачи в методическом руководстве практикума);
- усложнённое задание а) пружина имеет собственную массу; б) точка подвеса пружины совершает колебания малой амплитуды и частоты; в) колебания математического маятника, с медленно меняющейся длиной.
- графическое сопровождение решений повышает рейтинговую оценку.

Аналогичные задания сформулированы для работ «Маятник Обербека» (вычисление момента сил трения, графическое определение момента

инерции системы, вычисление моментов инерции подвижных цилиндров крестовины), «Физический маятник», «Баллистический маятник», «Определение скорости звука».

Подобные задачи могут использоваться и в качестве заданий самостоятельной учебной работы студентов.

Самостоятельная и другие виды работ

Выполнение контрольных работ, составление обзоров публикаций по заданной теме, проведение дополнительных расчётных и экспериментальных исследований в учебных лабораториях, выступление с докладами и сообщениями на студенческих конференциях и в учебной группе и т.п. - до 10 баллов за работу, но не более 30 баллов за семестр по этому виду деятельности.

Отбор заданий и задач, тем обзоров и рефератов проводился последние три учебных года в пилотном режиме с участием студентов специалитета (3 - 4 курс) и бакалавриата (1 - 2 - 3 курсы). Обязательное применение балльно-рейтинговой системы для бакалавров началось в 2013/2014 учебном году. Накопленный к этому времени опыт, анализ возможностей и пожеланий студентов, позволили положить в основу данного вида учебной работы следующие принципы.

1. Условия задач (заданий, тем рефератов и обзоров) выдаются студентам по дедлайнам, в соответствии с изучаемой темой.

2. Задание (задача) должно быть посвящено обобщениям, интересным следствиям или интерпретациям с точки зрения современных физических представлений данного явления. Отчёт, копирующий содержание лекций, может быть не засчитан. Решение задачи - программный код, выполненный на любом языке программирования, оформляется и представляется в виде отчета в электронном или «бумажном» варианте. Отчет, созданный по всему набору задач (обобщённая форма), оценивается выше, чем по каждой (одной, частной) задаче.

3. Задачи (задания) ранжируются также по сложности и по качеству их выполнения.

Каждый набор задач, как правило, делится на три категории:

- а) базовые задачи - 50% от общего числа задач по теме;
- б) задачи средней сложности - 40%;
- в) задача повышенной сложности - 10%.

К примеру, набор из шести задач будет делиться как 3 - 2 - 1, что будет достаточным условием для разумного выбора.

Выполнение заданий можно также разделить на несколько уровней:

1. выполнение базовое-1: текстовый ввод-вывод данных, решение при заданных начальных условиях;
2. выполнение базовое-2: текстовый ввод-вывод данных, решение при нескольких допустимых начальных условиях;
3. выполнение продвинутое-1: анализ вывода, представленный в виде письменного вывода,

сопровождается объяснениями в виде графиков результатов (если необходимо);

4. выполнение продвинутое-2: создание программы, отображающей результаты “эксперимента” в виде графиков и (или) их подробный анализ.

Развёрнутое содержание дополнительных заданий к лабораторным работам, тексты задач и теоретических заданий для самостоятельной работы студентов, планируется опубликовать в Приложениях на сайтах ИДПО.

Автоматизированное тестирование.

В перспективе тестовые задания (именно задания) должны составляться независимыми высококвалифицированными экспертами, при этом ответы должны выявлять уровень понимания явления (закона), а не запоминания. В этом случае тестирование можно объединить с промежуточной аттестацией: интегральный эффект промежуточной аттестации заменяется дифференциальным

тестированием по нескольким частям курса в течение семестра, как это делается сейчас при проведении коллоквиумов.

Промежуточная аттестация. Промежуточная аттестация по итогам семестра по дисциплине - 35 баллов. В случае проведения тестирования по темам всего семестрового курса или отмены автоматизированного тестирования - 40 баллов.

1. Студент, набравший 51 балл и более, автоматически получает оценку «зачтено» без участия в промежуточной аттестации.

2. При аттестации в форме «экзамен» – итоговая оценка студентов, имеющих более 51 балла, не может быть ниже «удовлетворительно».

3. Итоговая оценка не может быть выставлена студенту в случае невыполнения обязательных работ, установленных учебным рейтингом - планом.

4. В зачетной книжке выставляются оценки по пятибалльной системе, определяемые в зависимости от суммы баллов по шкале оценок (таблица 2).

Таблица 2. Перевод баллов в оценку по пятибалльной шкале

Промежуточная аттестация из-35 баллов	Итоговая оценка по 100-балльной шкале	Оценка по 5-балльной шкале	
		Экзамен	Зачёт
29-35	90 – 100 баллов	«отлично»	«зачтено»
20-28	70– 89 баллов	«хорошо»	«зачтено»
15-19	51 – 69 баллов	«удовлетворительно»	«зачтено»
0-14	0– 50 баллов	«неудовлетворительно»	«не зачтено»

Приведённая оценка учебной деятельности студентов факультета КНиИТ по физике, утверждена на заседании кафедры прикладной физики и не является «жесткой». Например, для получения оценки «хорошо» достаточно иметь 80% посещений лекций, выполнить обязательный минимум лабораторных работ и одну контрольную

работу, сдать один обзор или доклад, на промежуточной аттестации получить 22-25 баллов.

Ниже приводится примерная программа курса физики для студентов-бакалавров факультета КНиИТ, в которой не менее 30% учебного времени отводится на дополнительные (контролируемые) виды учебной деятельности.

Программа курса физики «Классическая механика».

(курсивом даны пояснения к темам лекций и примерные задания для самостоятельной работы)

Раздел 1. Математический аппарат физики.

Элементы векторной алгебры, *(включая определение моментов вектора относительно точки и оси, дифференцирование векторных величин, вектор в декартовой и полярной системах координат).*

Интегрирование простых функций, *(понятие интегралов по поверхности и объёму, решение простейших дифференциальных уравнений)*

Данный материал может излагаться как во вводной лекции, так и в лекциях, требующих использования данного математического аппарата.

Раздел 2. Динамика материальной точки и твёрдого тела.

2.1. Основная задача динамики *(прямая и обратная)*. Законы динамики Ньютона и их особенности.

2.2. Второй закон Ньютона – дифференциальное уравнение движения материальной точки и поступательного движения твёрдого тела.

Решения дифференциального уравнения второго закона относительно координат дают кинематические уравнения движения. Задавая различные значения сил (ускорений), можно получить все основные кинематические уравнения движения.

Задачи для самостоятельного решения: Уравнение колебаний в канонической форме, общее решение, определение постоянных по начальным условиям и др.

2.3. Движение твёрдого тела. Теорема Эйлера. Момент силы, момент импульса. Момент инерции.

Уравнение моментов – дифференциальное уравнение движения твёрдого тела. *Примеры решения. Задачи для самостоятельной работы (СР).*

Раздел 3. Законы движения в неинерциальных системах.

3.1. Поступательные и центробежные силы инерции. Сила инерции Кориолиса.

Задание для СР: проявление сил инерции в движениях на Земле.

Раздел 4. Элементы теории относительности.

4.1. Постулаты СТО. Преобразование координат и времени. Сокращение длины, замедление времени.

Задания для СР: инварианты СТО; парадокс близнецов.

Раздел 5. Законы сохранения.

5.1. Законы сохранения импульса и момента импульса и их особенности. Закон сохранения энергии.

Примеры: движение планет, гироскоп, распад нейтрона.

Задания СР: законы сохранения в релятивистских и неинерциальных системах.

Раздел 6. Гравитационное поле.

6.1. Закон всемирного тяготения. Гравитационное поле. Гравитационная энергия. Гравитационный радиус, «чёрные дыры». Движение в поле тяготения Земли. Космические скорости. Задания для СР: основные проблемы теории гравитации и космологии (обзор).

Программа курса «Молекулярная и статистическая физика».

Раздел 1. Предмет и методы молекулярной и статистической физики. Параметры равновесного состояния, температура.

Раздел 2. Молекулярно-кинетическая теория идеального газа и жидкости.

2.1. Давление и средняя энергия идеального газа. Основное уравнение МКТ идеального газа.

Изопроцессы как равновесные состояния по одному из параметров состояния.

2.2. Модель хаотичного движения молекул. Средняя длина свободного пробега молекул.

Явления переноса в газах: диффузия, внутреннее трение, теплопроводность.

2.3. Строение и свойства жидкой фазы вещества (*поверхностная энергия, поверхностное натяжение, адсорбция*). Задания для СР: Особенности явлений переноса в жидкости. Газофазная и жидкофазная эпитакия.

Раздел 3. Основы статистического описания термодинамических систем

3.1. Понятие термодинамической системы. Микро- и макропараметры состояния. Равновесные состояния системы.

3.2. Элементы теории вероятностей (*случайные величины и их описание, функция распределения, средние значения, математическое ожидание, дисперсия и флуктуация*). Биномиальное распределение. Распределение Гаусса.

Задания для СР: Предельный переход к системам с большим количеством элементов, (распределения Пуассона и Гаусса).

3.3. Статистические распределения для идеального газа. Координата и скорость молекулы как случайные величины. Фазовое пространство координат и импульсов, обобщенные координаты. Функция Гамильтона. Каноническое распределение Гиббса. Распределение молекул идеального газа по скоростям. Закон распределения энергии по степеням свободы Статистический смысл равновесного состояния. Идеальный газ в гравитационном поле, распределение Максвелла-Больцмана.

Раздел 4. Элементы статистической термодинамики

4.1. Начала термодинамики. Термодинамические процессы. Превращение тепла в работу. Энергия и энтропия. «Энтропийная» формулировка второго начала термодинамики.

Задания для СР: Энтропия и вероятность, статистический смысл энтропии. Информационный смысл энтропии

Программа курса «Электродинамика и магнетизм. Физические основы построения ЭВМ».

Раздел 1. Электрические заряды и электрическое поле.

1.1. Заряд и его фундаментальные свойства - сохранение и квантование заряда.

1.2. Электрическое поле. Напряженность. Разность потенциалов и потенциал Поток вектора напряженности. Теорема Остроградского-Гаусса и примеры ее применения.

Задания для СР: Задачи. Связь напряженности и потенциала. Метод подобия.

Раздел 2. Электрическое поле в веществе.

2.1. Классификация веществ по энергетическому спектру электронов. Зонная теория проводимости.

2.2. Проводники и диэлектрики в электростатическом поле. Полупроводники. (*Собственная и примесная проводимость*.)

Задания для СР: Методы получения полупроводниковых структур Космические технологии. Влияние квантоворазмерных эффектов на свойства п/п материалов.

Раздел 3. Постоянный электрический ток.

3.1. Основные параметры тока и элементов электрических цепей. Законы Ома, Джоуля - Ленца. Сверхпроводимость.

3.2. Электрический ток в электролитах и газах. Закон электролиза Фарадея.

Раздел 4. Магнитное поле.

4.1. Свойства магнитного поля. Вектор магнитной индукции. Закон Ампера. Сила Лоренца. Закон Био-Савара – Лапласа.

4.2. Магнитное поле в веществе. Магнитный момент атома. Магнитная проницаемость вещества. Современное объяснение диа-, пара- и ферромагнетизма.

Задания для СР: Движение заряженных частиц в магнитном поле. Масс-спектрометры. Магнитные ловушки. МГД-генераторы. Явления магнитосопротивления в гетероструктурах. Туннельное магнитосопротивление.

Раздел 5. Электромагнитная индукция. Переменный ток

- 5.1. Закон электромагнитной индукции Фарадея и его значение.
- 5.2. Переменный ток. Закон Ома для переменного тока в общем случае.

Раздел 6. Электромагнитные колебания и волны.

- 7.1. Вихревое электрическое поле. Основные положения теории Максвелла.
- 7.2. Электромагнитные волны и их свойства.

Задания для СР: Физика явления электромагнитной индукции по Максвеллу. Понятия классического и квантового описания электромагнитного поля.

Раздел 7. Элементы квантовой теории твёрдотельной электроники..

- 7.1. Строение и общие свойства кристаллов. Физические типы кристаллов.
- 7.2. Квантовое представление твердого тела. Модель Резерфорда-Бора. Гипотеза де Бройля. Уравнение Шредингера. Простейшие решения волнового уравнения. Многоэлектронные атомы. (*Принцип Паули, квантовые числа*)

Задания для СР: Пространственная и энергетическая модель кристалла. Решения волнового уравнения, туннельный эффект.

- 7.3. Распределение Ферми-Дирака. Уровень Ферми. Работа выхода электрона. Электронная эмиссия

Задания для СР: Контактные явления в металлах и полупроводниках.

Раздел 8. Физические основы работы базовых элементов ЭВМ.

- 8.1. P–n переход как элемент ИМС. Диоды, (*диод Ганна, ЛПД*). Транзисторы: биполярные и униполярные (*с управляемым p-n переходом, МДП – транзисторы*).

- 8.2. Элементы оптоэлектроники. Спонтанное и вынужденное излучение. Лазеры и их применение. Интерференция и дифракция света. Голография. Голографическая запись информации.

Задания для СР: Оптические устройства на основе сверхрешеток.

- 8.3. Элементы интегральных наносхем (*полупроводниковые пластины, эпитаксиальные структуры, полупроводниковые сверхрешетки, квантовые нити, квантовые точки, углеродные и полупроводниковые нанотрубки*).

Задания для СР: Обзор научной базы наноэлектроники.

- 8.4. Перспективы и направления развития элементной базы ЭВМ

Задания для СР: Доклады и сообщения.// Элементы молекулярной электроники. Молекулы-проводники и молекулы-изоляторы. Молекулярные диоды, транзисторы и элементы памяти. Молекулярные интегральные микросхемы. Явления и устройства спинтроники. Понятия о квантовых элементах компьютерных систем. ДНК-компьютеры.

Библиографический список.

1. Шаповалов А.С., Шаповалова И.А.// О выводе Максвелловского закона распределения скоростей молекул. Вопросы прикладной физики. Саратов. 2008. Вып. 15. С.16-18.
2. Машников В.В., Тимошенко А.В.// Расширение возможностей классической лабораторной работы. Вопросы прикладной физики. Саратов. 2008. Вып.15.С.11-12.
3. Коноваленко В.А., Машников В.В., Шаповалов А.С.// Каноническое распределение Гиббса в общем курсе физики. Вопросы прикладной физики. Саратов.2010. Вып.17.С.11-14.
4. Библиотека авторефератов и диссертаций по педагогике <http://nauka-pedagogika.com/pedagogika-13-00-02/dissertaciya-printsip-istorizma-pri-formirovanii-estestvennonauchnogo-mirovozzreniya-na-urokah-fiziki#ixzz33SXUWko1>

A POINT - RATING SYSTEM IN THE CONDITIONS OF LACK OF TRAINING TIME

S.Y. Avetisyan, V.V. Mashnikov, C.D. Slepukhin, A.S. Shapovalov
Saratov state University

The improvement of the methodology of studying the university courses of physics in terms of the introduction of a point-rating system of evaluation of educational activity of students is discussed. A sample curriculum of the physics course for the undergraduate students of the faculty of Computer Science and Information Technologies, taking into account the instructional time spent on additional (controlled) activity is adduced.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВИДЕОРОЛИКОВ НА ЗАНЯТИЯХ ПО АНГЛИЙСКОМУ ЯЗЫКУ

И.А. Шаповалова

МОУ «Гимназия № 31» Кировского района г. Саратова
 Шаповалова Ирина Александровна, учитель английского языка
 высшей категории

Обсуждается применение видеороликов в обучении английскому языку. Представлены многочисленные задания с использованием видеороликов, которые учитель может предложить студентам.

Использование видео материалов в процессе обучения английскому языку способствует существенному повышению эффективности обучающей роли учителя, так как эти материалы представляют собой образцы аутентичного языкового общения и создают атмосферу реальной языковой коммуникации. Таким образом, процесс усвоения иноязычного материала становится более интересным, живым и эмоциональным.

Показ учебного материала при помощи видео характеризуется рядом определённых особенностей. Это особенности состоят в следующем:

- информация представляется средствами искусства, и это обуславливает наличие образной модели введения материала. Спецификой этой модели является наличие сюжета и композиции. Показ такого видео способствует возникновению «эффекта соучастия и сопереживания с героями», что создаёт на занятии условия реальной мотивированной коммуникации. Здесь деятельность обучаемых связана с формированием оценочного отношения;

- информация подаётся динамично, тем самым усиливая результативный аспект обучения и, следовательно, повышается эффективность всей обучающей деятельности. Динамичность и эмоциональность введения материала способствует запоминанию информации, увеличивая вероятность воспроизведения данного содержания в будущем;

- информация, представленная в ролике, обладает высокой степенью авторитетности, что порождает высокий уровень доверия к воспринимаемым сведениям со стороны обучаемых.

С целью наиболее эффективного использования видео в процессе обучения необходимо выяснить его преимущества и его ограничения в ряду других технических средств.

Положительными моментами использования видео в процессе обучения являются:

- в помещении не требуется затемнение и, таким образом, общение преподавателя с обучаемым носит непрерывный характер;

-представляется возможность использования разных видов работы (со стоп кадром, видеодорожкой и т.д.);

-видеоматериалы легко используются при разных видах работы: индивидуальной, парной, групповой, коллективной [1];

-видеоаппаратура позволяет разделить целый фильм на нужное количество видеофрагментов в зависимости от целей, потребностей и особенностей обучаемых и далее работать с каждым фрагментом отдельно [2].

Использование видео предполагает функционирование широкого диапазона материалов, которые в совокупности с определённым комплексом упражнений призваны реализовать ту или иную учебную задачу. В настоящее время существует несколько многоцелевых, разных по жанру аутентичных видеокурсов. Среди них наиболее интересными, на наш взгляд, являются:

«Family Album USA», «New Interchange», «True to Life» - видеокурсы предлагающие комплексную работу по формированию иноязычных навыков и умений;

«Speak Easy» - видеокурс, направленный на развитие устной речи;

«Brighton Pictures», «Adventures of MacBride» - несколько детективных историй, предназначенных для продвинутого этапа обучения, задача которого совершенствование умений в устной речи;

«It's Your Turn to Speak » - видеокурс, направленный на развитие устной речи посредством повторения сюжета, снятого с точки зрения другого персонажа.

«At Home in Britain», «Britain Now», «Welcome to Britain», «Living in New York» - курсы, предоставляющие информацию страноведческого характера.

В наше время существуют разнообразные типологии видеоматериалов, которые предлагают классифицировать названные видеоматериалы в зависимости от определённых факторов. Наиболее распространены следующие типологии:

1) по цели создания - специально созданные для учебных целей; адаптированные для учебных целей неучебные видеоматериалы; самостоятельно снятые по своему сценарию видеоматериалы;

2) по жанру - художественный фильм, видеореклама, мультфильм, видеоклип, блоки новостей, фрагменты ток-шоу, фрагменты документальных фильмов;

3) по количеству охватываемых тем- ситуативно однотемные и многотемные;

4) по дидактическому назначению - инструктивные, иллюстративные, инструктивно-иллюстративные;

5) по структуре и степени законченности - целостные и фрагментарные;

6) по условиям использования видеоматериалов - материалы для работы под руководством преподавателя и материалы, предназначенные для самостоятельной работы обучаемых.

В процессе обучения видеоматериалы могут выступать в различном функциональном предназначении. В зависимости от установки, длительности презентации видеоматериала, места показа видеоматериала в системе работы по формированию иноязычных навыков и умений они могут функционировать в качестве:

- содержательной опоры
- смысловой опоры
- стимула к речи

Последовательное применение видеоматериалов по схеме: «использование видеоматериалов в качестве содержательной опоры - затем как смысловой опоры – в качестве стимула к речи»- всё это обеспечивает равномерное наращивание трудностей в процессе формирования иноязычных навыков и умений.

Таким образом, комплекс упражнений по формированию иноязычных навыков и умений с использованием видеоматериалов можно охарактеризовать как последовательность учебных действий, в которых видеоматериалы используются как опора (содержательного и смыслового характера), а также как стимул к речи.

На практике наиболее эффективно видеоматериалы могут быть использованы при обучении устной речи. Существует последовательность этапов работы с видеоматериалами, если задачей методической деятельности является формирование умений устноречевого высказывания.

Обучение с опорой на видеоматериал предполагает наличие пяти этапов работы [3]:

- 1) подготовительный
- 2) рецептивный
- 3) аналитический
- 4) репродуктивный
- 5) продуктивный.

Задача подготовительного этапа – снять трудности при восприятии видеоматериала. Для этого следует выполнить упражнения, которые предусматривают введение и тренировку новых лексических единиц, активизацию уже изученного лексико-грамматического материала. На этом этапе можно предложить следующие задания:

- прочитать и запомнить слова и выражения; вставить пропуски в предложениях, используя эти выражения;

-раскрыть скобки, поставить глагол в необходимое грамматическое время;

-описать картинку, употребляя новые выражения;

-придумать предложения с новыми выражениями.

Рецептивный этап работы включает в себя упражнения на восприятие, понимание и запоминание информации. С целью облегчить понимание и сконцентрировать внимание на важнейшей информации, следует предложить упражнения, организующие восприятие:

- посмотрите и ответьте на вопросы;

-посмотрите и скажите, о чём идёт речь в видеофрагменте;

-посмотрите и согласитесь или не согласитесь со следующими высказываниями;

-посмотрите и соедините стрелками начало и концы предложений, чтобы получилось мини-повествование об увиденных событиях и т.д.

Не нужно забывать, что при просмотре видеоматериалов допустима двухразовая и в редких случаях трёхразовая презентация видеофрагмента.

Аналитический этап работы ставит своей целью организацию учебной деятельности по осознанному овладению структурой монолога и диалога. Здесь предполагается работа с письменным текстом, который представляет собой транскрипт просмотренной видеoinформации. Использование письменного текста необходимо, так как он разгружает кратковременную память и снимает необходимость объёмного запоминания материала.

Упражнения этого этапа предполагают аналитическую деятельность. Это анализ структуры монологического или диалогического высказывания и анализ структурно-семантических компонентов, характерных для конкретного вида монолога (описания, повествования, рассуждения) и диалога (диалога-расспроса, диалога-поддержки мнения, диалога-убеждения и т.д.). На данном этапе, на сознательном уровне формируется алгоритм программы построения собственного монологического высказывания.

Репродуктивный этап предполагает тренировку в рамках условно-речевых упражнений. В рамках этого этапа видеоматериалы функционируют в качестве содержательной опоры и, таким образом, учебные действия обучаемых опираются на содержательную сторону информации, представленной видеоматериалами. На этом этапе можно предложить упражнения:

- перескажите сюжет от лица...;

- посмотрите и скажите, чем начинается эпизод, о чём повествует, чем он оканчивается;

- придумайте несколько реплик к диалогам, прозвучавшим в видеофрагменте;

- воспроизведите диалоги из данного эпизода.

Также эффективными являются упражнения, основанные на использовании не только видео, но и аудиодорожки. Например:

-прослушать и ответить на вопросы;

-прослушайте описание известного места в Лондоне и нарисуйте его план;

-посмотрите видеофрагмент без звука и предположите, о чём разговаривают главные герои и другие.

Продуктивный этап – это завершающий этап работы по формированию иноязычных навыков и умений. Цель этого этапа - обеспечение практики в общении. Для данного этапа свойственны упражнения, предполагающие неподготовленную речь, которая может воспроизводиться в индивидуальном, парном и групповом режимах. В данной ситуации видеоматериалы выступают как смысловая опора и стимул к говорению. Что

касается содержательной стороны комплекса упражнений, то это могут быть комментирование событий, обсуждение проблем, ролевые игры, обсуждения и т.д.

Упражнения этого этапа могут иметь следующие установки:

- как вы считаете, кто главный герой ролика, опишите его внешность, характер;

- напишите рецензию на видеоклип, раскройте его положительные стороны;

- посмотрите отрывок из художественного фильма и скажите, была ли права главная героиня или герой в ситуации...;

- посмотрите рекламу и скажите, для какого возраста представлена эта реклама.

Таких упражнений можно предложить огромное количество. Более того, наряду с предложенными упражнениями, опирающимися на одновременное функционирование аудио и видеоряда, большой

интерес представляют задания и упражнения, в которых опора осуществлена только на видеодорожку или на аудиодорожку. Подобные задания могут иметь следующие установки:

- послушайте спортивные новости и скажите или напишите, о каких видах спорта идёт речь;

- послушайте отрывок «ток-шоу» и предположите, о какой проблеме идёт речь;

- посмотрите без звука фрагмент мультипликационного фильма; придумайте ему название и озвучьте;

- посмотрите без звука подборку новостей и предположите, о новостях каких стран идёт речь.

В заключение отметим, что предложенный комплекс упражнений можно использовать не только на занятиях продвинутого этапа обучения, но и на занятиях различных кружков и курсов обучения иностранным языкам.

Библиографический список

1. Allan M. Teaching English with Video// Video-applications in ELT.-Pergamon Press, 1983.
2. Willis D. The potentials and Limitations of Video// Video-applications in ELT.-Pergamon Press, 1983.
3. Сосновский В.И. Использование телевидения в обучении: Учебное пособие - Новороссийск: Из-во НГПИ, 1991.-76с.

USE OF VIDEOCLIPS AT ENGLISH LESSONS

I.A. Shapovalova

Saratov Gymnasium № 31.

Application of video in teaching English is being discussed. A lot of tasks based on the videoclips which a teacher can offer the students are presented.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ГЕНИАЛЬНОЙ ДОГАДКИ

М.А. Старшов

Саратовский государственный университет
 Старшов Михаил Александрович, зав. учебно-исследовательской лаборатории
 кафедры прикладной физики

Делается попытка восстановить логику автора одной старинной неопубликованной статьи, в которой были развиты основные принципы молекулярно-кинетической теории газов.

Великое творение И. Ньютона «Математические начала натуральной философии» в конце XVII века содержало почти полную, мощную и красивую теорию движения материальной точки, хотя самого этого термина в книге не было, термин и понятие появились уже после Ньютона. Но принципиально Ньютоном и его последователями довольно быстро были решены многочисленные задачи кинематики и динамики материальной точки и простых систем точек. И тогда физики начали поиски новых задач для исследования и решения.

Ещё не осознанно, интуитивно, первую такую задачу обнаружил современник создателя классической механики Роберт Бойль, описавший опыты по изучению свойств нового объекта — воздуха, и его именем назван знаменитый закон, связывающий объём определённой массы воздуха с производимым на него давлением.

Важные результаты были получены в начале XIX века Жозефом Гей-Люссаком при температурных измерениях объёма и давления газа. В этих исследованиях было установлено, что и объём и давление газа линейно зависят от температуры, причём коэффициент пропорциональности одинаков для обоих процессов, $1/267$. Вскоре Б. Клапейрон предложил уравнение, связывающее все три параметра газовой системы. Созрело чёткое стремление разобраться в природе этих закономерностей, или другими словами создать теоретическую модель газа.

Именно в этот момент на историческую сцену выходит незнакомец с листком бумаги в руках. Странный человек оставляет на столе этот листок и навсегда исчезает из поля зрения. Какие-то второстепенные персонажи заглянули в бумагу, решили, что написанные на ней каракули не имеют никакого смысла, и бросили её в нижний ящик письменного стола, стоявшего в редакции ведущего научного журнала мира. Только поэтому документ не был вообще уничтожен.

Проходит ровно полвека, и новый главный редактор журнала, выдающийся физик всех времён лорд Рэлей, собирающийся делать доклад по случаю какой-то важной даты в английской науке, ищет что-нибудь для украшения своего выступления. И вот он выдвигает ящик стола в редакции, берёт в руки пожелтевший листок... Рэлей мгновенно понимает, какое значение имела бы для науки эта работа, если бы она была опубликована немедленно после получения её редакцией. Но теперь, в конце того века, идеи автора по имени Джон Уотерстон давно высказаны публично другими учёными, главным образом, тремя немцами на букву «К» -

Кирхгофом, Крёнигом и Клаузиусом, что и обеспечило им заметное место в истории науки.

Так можно вольно пересказать сюжет одной из драм в разворачивании научных знаний.

Продолжим наш научный комикс, включая фантазию — представим себе, что же могло быть в просроченной статье. Любопытно, какая идея родилась в голове молодого человека, англичанина из Индии Д. Уотерстона, чем он обосновывал её полезность, не опираясь ни на какие славные имена других учёных, и к каким сумасшедшим выводам он подводил физику, химию, науку в целом.

Давайте на минутку допустим, что некий газ в сосуде объёмом V состоит из очень большого числа совсем крохотных частиц — молекул, которые друг с другом никак не взаимодействуют, да и ни с кем другим тоже. Чем же они занимаются? Трудно предположить, что совсем ничем. Скорее всего, они движутся, летают хаотически, беспорядочно и время от времени сталкиваются друг с другом и со стенками сосуда. Поскольку нет для них ни верха, ни низа, могу себе представить, что в то мгновение, когда я о них подумал, третья часть всех молекул имеет составляющую скорости вдоль вертикальной оси координат, другая треть летит налево или направо, и наконец, треть частиц движется ко мне и от меня. Тогда в сторону вот этой стенки сосуда движется в среднем одна шестая всех молекул газа в объёме V . И ещё облегчим себе решение задачи: у всех молекул одна и та же скорость. Численно, конечно, а направление у них одно из привычных, по X, Y или Z .

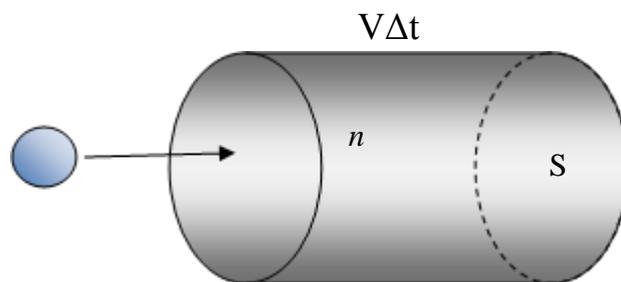


Рис. 1. К определению давления газа на стенки сосуда

До сих пор, мне кажется, мы с вами идём след в след за Джоном Уотерстоном. Потом все физики осознают, что это и есть физический метод: приступать к анализу реальной сложной задачи с предельного упрощения её условия, которое уже можно понять и подвергнуть математической обработке, получить какие-нибудь численные результаты и сравнить их с экспериментальными данными. Итак, мысленно вижу молекулу в момент прямого удара в стенку сосуда. Даже тонкую резиночку

надувного шарика молекула не пробивает, а упруго отскакивает точно назад (обратили внимание на слово «прямой» удар?). Вспоминаю точную формулировку второго закона Ньютона, лежащего в основе механики материальной точки, как он сам его сказал: Изменение импульса тела равно импульсу действующей на него силы (слово «тело» присутствует в этой формулировке для краткости, а также просто исторически – понятие «материальной точки» появилось уже после смерти великого Ньютона, главная заслуга принадлежит, видимо, Леонарду Эйлеру). В математической форме это выглядит совсем коротко: $\Delta(mv)=f\Delta t$, причём изменение импульса при таком ударе равно $mv-(-mv)=2mv$. Это для одной частицы, а если представить цилиндр площадью S и высотой $v\Delta t$, то в этом цилиндре в данный момент находится $nSv\Delta t$ (n – концентрация, число частиц в единице объёма) молекул и за время Δt шестая часть этих молекул ударится в доньшко цилиндра или в стенку сосуда, к которой цилиндр прижат. Каждая из них испытает записанное изменение импульса, а все вместе они создадут общую силу воздействия

$1/6 nSv\Delta t 2mv=pS \Delta t$, откуда $p=1/3 nmv^2=2/3 nE$, где E – кинетическая энергия одной молекулы, любой при нашем предположении равенства скоростей молекул, поскольку массы молекул безусловно одинаковы в данной задаче. Учитывая, что концентрация n равна N/V , то $pV=2/3 nE$. Но по уравнению Клапейрона это можно приравнять произведению RT , выразить кинетическую энергию всех молекул в единице объёма $nE=3/2RT$, и придать выражению $p=1/3 nmv^2$ безумно красивый вид, подходящий для проверки простым путём, $p=nkT$.

Здесь $k=R/n$, так называемая постоянная Больцмана, если n приравнять знаменитому числу Авогадро, количеству частиц в одном киломоле любого вещества, равному $6 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹. При нормальных условиях объём одного киломоля газа, как известно любому химику, составляет 22,4 м³, абсолютная температура 273К, постоянная Больцмана по справочнику равна $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/кмоль и мы легко вычисляем атмосферное давление

$6 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹ $\cdot 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/кмоль $\cdot 273 \cdot 22,4$ м³ = $100912,5$ Н/м² = $1,01 \cdot 10^5$ Па. Между прочим, чуть более точное значение числа Авогадро делает это значение ещё более эффектным – хотите, проверьте на калькуляторе, это полезно.

Эту же величину можно выразить в привычных по сводке погоды единицах $p=dgh$, где d – плотность ртути, $13,6 \cdot 10^3$ кг/м³, $g=9,8$ м/с², $h=760$ мм рт ст или 0,76м. Получаем $p=13,6 \cdot 10^3$ кг/м³ $\cdot 9,8$ м/с² $\cdot 0,76$ м = 101293 Н/м², т.е. практически то же самое значение $1,01 \cdot 10^5$ Па. Оба значения атмосферного давления отличаются на сотые доли процента, чтобы такая точная метеосводка была!

Это ли не триумф простой гениальной идеи?! Буквально из ничего, добавив к знанию элементарной физики несколько догадок в стиле Шерлока Холмса, получить такое совпадение!

Должен признаться, что к возможным рассуждениям Дж. Уотерстона я добавил чуточку сведений из последующих достижений физики, но

только ради упрощения рассказа и большего эффекта. В частности, примерное значение знаменитого числа Авогадро стало известно только через почти семьдесят лет. Но даже без этого логика этого гениального юноши приводила к оценкам скоростей молекул, частоты их столкновений друг с другом, длины свободного пробега молекулы от одного столкновения до другого, да много чего могли бы понять учёные середины позапрошлого века, если бы им стала известна эта работа. Наверняка нашёлся бы кто-то способный на это, а вот на пути встал некий безымянный чиновник, и задержал прогресс всей науки лет на двенадцать...

А мы спорим о роли личности в истории. Да если бы статья была опубликована и понята, Уотерстон мог бы, возможно, ещё много сделать, это мог быть учёный уровня Кирхгофа, Кельвина или Менделеева. Он обладал, по всей вероятности не только глубокими знаниями, но и поразительной интуицией, так необходимой в науке. Как говорил Козьма Прутков, «Поощрение столь же необходимо гениальному писателю, сколь необходима канифоль смычку виртуоза». Однако канифоль в этом смысле часто бывает дефицитным материалом, Уотерстон физикой больше, видимо, не занимался, хотя прожил долгую жизнь, и это всё, что мы можем сказать о нём.

Таков не очень благополучный конец этой несколько детективной истории в науке.

Кроме всего прочего, мне очень хотелось бы посмотреть, как Уотерстон подошёл к понятию абсолютной температуры. Это понятие, видимо, носилось тогда в воздухе, ввёл его в науку Уильям Томсон, более известный как лорд Кельвин, но это был человек такого необычного ума и стиля мышления, что у меня есть подозрение, будто никто не берётся пересказать рассуждения Кельвина по этой проблеме, как говорится, своими словами. Подозреваю, что Уотерстону это удалось проще и доступнее сделать.

Послесловие. Порой бывают любопытные сближения – мне уже показалось, что написал всё, что хотел, но тут рука случайно взяла с полки старое учебное пособие «История физики» Бориса Ивановича Спасского, изданное в 1977 году, открыла на нужной странице, где рассказано, что вместе с рукописью статьи Уотерстона лежали две рецензии на неё. Одну из них Рэлей процитировал в предисловии к публикации статьи Уотерстона в 1892 году, спустя 47 лет: «...все исследование следует признать основным <видимо, опечатка, вместо «основанным» - М.С.> на чисто гипотетических принципах, из которых выводятся математические представления о явлениях упругой среды. ...Первоначальные принципы сами по себе включают предположения, которые представляются очень сомнительными и не являются удовлетворительной основой для математической теории, а именно что упругость среды определяется вертикальным движением ее молекул и последовательными ударами об упругую тяжелую плоскость»[1]. И заключает сам Рэлей тоже непривычно для современного читателя: «... История этой работы наводит на мысль, что чисто спекулятивные исследования, особенно неизвестного

автора, лучше всего преподносить миру через другие каналы, чем научное общество, которое, естественно, колеблется допустить в свой печатный орган работу сомнительной ценности» [2].

И вот оказывается, что в интернете можно очень просто посмотреть настоящий текст Уотерстона в известном издании:

PHILOSOPHICAL TRANSACTIONS.

I. On the Physics of Media that are Composed of Free and Perfectly Elastic Molecules in a State of Motion.

By J. J. WATERSTON.

Communicated by Captain BEAUFORT, R.N., F.R.S., &c.

Received December 11, 1845,—Read March 5, 1846.

И опубликована только в январском номере за 1892 год, первой статьёй номера! Работа оказалась огромной по нынешним меркам, и беглый взгляд на старинный английский текст позволяет понять, что как полагается первопроходцу, Уотерстон идёт не самым простым путём.

БИОГРАФИЧЕСКАЯ СПРАВКА

WATERSTON John James 1811-1883

Уотерстон (Ватерстон) из Бомбея. В декабре 1845 член Королевского Общества капитан Фрэнсис Бофорт, английский военный гидрограф и картограф представил Лондонскому Королевскому обществу 2 статьи Уотерстона. Два рецензента дали отрицательные отзывы, один из них даже прямо не рекомендовал их зачитывать. Тем не менее, существуют сведения, что статьи Уотерстона были прочитаны членам общества в марте 1846, но напечатаны не были. И только в 1892 лорд Рэлей обнаружил рукописи в архиве и опубликовал их под названием "*On the Physics of Media that are composed of Free and Perfectly Elastic Molecules in a State of Motion*", подчеркнув: «Получено 11 декабря 1845 года».

Завершить рассуждения о возможном пути мысли Дж.Дж. Уотерстона уместно замечательной цитатой выдающегося физика современности Нобелевского лауреата Ричарда Фейнмана: «...Если бы в результате какой-то мировой катастрофы все накопленные научные знания оказались бы уничтоженными и к грядущим поколениям живых существ перешла бы только одна фраза, то какое утверждение, составленное из наименьшего количества слов, принесло бы наибольшую информацию? Я считаю, что это — атомная гипотеза (можете называть ее не гипотезой, а фактом, но это ничего не меняет): все тела состоят из атомов — маленьких телец, которые находятся в непрерывном движении, притягиваются на небольшом расстоянии, но отталкиваются, если одно из них плотнее прижать к другому. В одной этой фразе содержится невероятное количество информации о мире, стоит лишь приложить к ней немного воображения и чуть соображения»[4]

Библиографический список

1. Спасский Б.И. История физики. Ч. I. М.: "Высшая школа", 1977. - 320 с.
2. Rayleigh J. //Philosophical Transactions 1892. №1.
3. Waterston J.J. /Philosophical Transactions 1892. №1.
4. Фейнман Р. Лекции по физике, М., МИР. 1965. Т.1.С.267.

RECONSTRUCTION OF A BRILLIANT CONJECTURE

M.A. Starshov

Saratov State University

An attempt to restore the logic of the author of an old unpublished article, in which the basic principles of molecular-kinetic theory of gases were developed.

ПАМЯТКА АВТОРАМ

К публикации принимаются статьи по всем разделам физики

В редакцию представляются

- бумажный носитель (бумага белая А4) - 1 экз.;
- электронная копия;
- разрешительный документ на открытое опубликование.

Правила оформления (не оформленные статьи, не принимаются к рассмотрению):*Структура статьи.*

Заголовок; аннотация на русском (английском) языке; содержание статьи, включая таблицы, рисунки, на русском (английском) языке; библиографический список; название статьи, фамилия автора(ов), название организации(й), аннотация - все на английском (русском) языке.

Текст представляется в формате M. Word v.6.0 – 7.0; интервал - одинарный; шрифт - Times New Roman Cyt., 14 пт; размер полей: верхнего 2 см, нижнего 2 см, левого 2,5 см, правого 2 см; абзацы - отступом в 0,5 см.

Заголовок.

Первая строка – индекс УДК (для статей на русском языке), выровненный по **правому** краю текста; вторая строка – заголовок полужирными строчными буквами без переносов, размещенный по центру текста;

с третьей строки – перечень авторов (имя, отчество, фамилия полностью) с указанием уч. степени, должности, места работы, адреса эл. почты, дом. и раб. телефонов.

Обозначения и формулы

Латинские обозначения (P , I , W и т.д.) выполняются *курсивом*, названия функций (\sin , \cos , и т.д.), греческие буквы - обычным (прямым) шрифтом (β , λ , α); обозначения векторов полужирным шрифтом (без верхнего обозначения, \mathbf{W} , \mathbf{a}); номера кривых в рисунках даются *курсивом* (I , 2); русский текст и цифры в верхнем и нижнем индексах - прямым шрифтом ($W_{\text{вых}}$, L^2).

Формулы и греческие символы набираются только в редакторе формул Equation 2.0, 3.0.

Ширина строки формулы – до 8 см, в особых случаях – 16 см.

Ссылки.

Ссылки на формулы и таблицы даются в круглых скобках (*.*); формулы, на которые имеются ссылки в тексте, нумеруются в порядке их появления в тексте цифрой, заключенной в круглые скобки (*.*), по правому краю границы текста, выносятся отдельной строкой и располагаются по центру текста.

В тексте допустимо расположение только однострочных формул, не имеющих нумераций.

Ссылки на источники даются в квадратных скобках [*].

Рисунки.

Каждый рисунок содержится в отдельном файле формата bmp, jpg, wmf, psx (сохраненные в монохромном режиме). Размеры рисунков: простые ненасыщенные - ширина 8 см., сложные до 16 см. Рисунки даются только черно-белыми.

В оформлении рисунков применяются: латинские обозначения (P , I , W и т.д.) - *курсивом*; названия функций (\sin , \cos , и т.д.), греческие буквы - прямым шрифтом, номера кривых - *курсивом*; обозначения векторов полужирным шрифтом (без верхнего обозначения).

Фотографии

Фотографии - черно-белые, в отдельных файлах bmp, jpg, wmf, psx (сохраненные в монохромном или 16-цветном режиме). Размеры рисунков-фотографий: простые - шириной 8 см., сложные до 16 см.

Таблицы

Размеры таблиц - ширина 8 см., большие - до 16 см. Правила оформления обозначений те же, как и для формул.

Библиография

В библиографическом списке нумерация источников должна соответствовать очередности ссылок на них в тексте. Пример правильного оформления показан в образце на следующей странице.

Условия опубликования в сборнике:

- публикации платные;
- стоимость 1 м.п.стр. А4 - 3 у.е. по 25% ежемесячно или разом;
- оплата производится в течение недели со дня получения уведомления редколлегии о принятии статьи к опубликованию;
- редколлегия подтверждает факт оплаты в течение недели со дня получения перевода;
- материалы статьи направлять в адрес редколлегии: г. Саратов, ул. Астраханская, 83, Саратовский госуниверситет, физфак, каф. прикладной физики: отв. редактор сб. "Вопросы прикладной физики" проф. В.С Кошелев;
- или лично отв. секретарю редколлегии на кафедре прикладной физики (СГУ, 8 корпус, 4 этаж, 90 к.) ст.пр. Старшову М.А.

Телефоны: редколлегия - 7(8-452) 51-48-52, отв. секр. - 7(8-452) 26-07-50.

E-mail: fiz@sgu.ru; GlukhovaOE@info.sgu.ru

ОБРАЗЕЦ ОФОРМЛЕНИЯ СТАТЬИ

УДК 51.942.82:621.396.96

ВЕРОЯТНОСТНЫЕ МОДЕЛИ В БИОФИЗИКЕ

И.А.Иванов, А.И.Петров

Саратовский государственный университет,

Иванов Иван Алексеевич, канд. физ.-мат. н, доцент, e@mail, р.т. (8452) 11-12-13, д.т. (8452) 11-13-14

Петров Антон Иванович, аспирант, e@mail, р.т. (8452) 15-17-13, д.т. (8452) 21-13-14

Показано, что в некоторых явлениях случайные отклонения от закономерностей настолько малы, что их можно не учитывать. Рассмотрены явления, в которых случайность играет основную роль.

Рассмотрим вероятностную модель биомолекулярной реакции:



Вероятность того, что за время Δt не образуется ни одной молекулы типа C , равна $1-N_1N_2\lambda\Delta t$ [1]. На рис.1 показано изменение скорости продуцирования энтропии около стационарной точки. Кривая 1 - зависимость от времени, кривая 2 - вблизи точки равновесия.

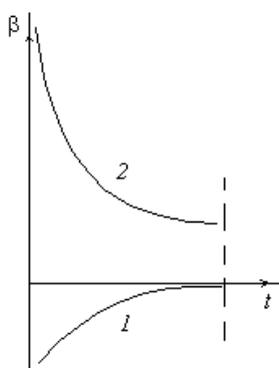


Рис.1

На рис.2 показано изменение скорости продуцирования энтропии около стационарной точки при образовании молекулы типа D .

Библиографический список

1. Рубин А.Б. Биофизика. М., 1987.
2. Иванов И.А. // Материалы междунар. науч.-техн. конф. "Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-98". Саратов, 1998. Т.1. С.234-235.
3. Бочаров Е.П. // Изв. Вузов. Радиофизика. 1987. Т.30, №1. С.96-103.
4. Rack A.I. // Bell System Tech. J. 1938. V.17, №3. P.123-124.
5. Van Duzer T. // IEEE Trans. 1963. V.ED-10, №6. P.370-378.
6. Петров П.И. // Вопросы электронной техники. Саратов, 1971. Вып.2. С.12-15.
7. Михайлов А.И., Лернер Д.М. // Письма в ЖТФ. 1998. Т.24, вып.21. С.16-22.

Probabilistic models in biophysics

I.A. Ivanov, A.I. Petrov

Saratov State University

Shown that in some phenomena casual detours from regularities far enough small that their possible not to take into account. Considered phenomena, in which accident plays a main role.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Ф.И.О.	Должность, звание	Место работы	E-mail
<i>Аветисян Севак Юрикович</i>	студент	КНиИТ СГУ	Sevak_Avet@mail.ru
<i>Березин Валентин Иванович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ	
<i>Гарбер Георгий Евгеньевич</i>	инженер	СГУ	garber@saratov.ru
<i>Голиков Павел Александрович</i>	к.т.н, доцент	Поволжский кооперативный институт	
<i>Гольдштейн Сергей Борисович</i>	финансовый директор	ООО НПФ «Этна»	Sennsey51@gmail.com
<i>Давидович Михаил Владимирович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ	davidovichmv@ya.ru
<i>Ермолаев Игорь Анатольевич</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ	iermolaev@rambler.ru
<i>Кобец Александр Константинович</i>	инженер	ООО НПФ «Этна»	Sennsey51@gmail.com
<i>Корнев Игорь Александрович</i>	аспирант	ФНБМТ СГУ	Sennsey51@gmail.com
<i>Коробов Виктор Андреевич</i>	Студент	СГУ	
<i>Машников Валерий Васильевич</i>	к.ф.-м.н, доцент	СГУ	valerymash@ya.ru
<i>Минкин Леонид Моисеевич</i>	к.ф.-м.н, профессор	Portland State University, USA	lminkin@pcc.edu
<i>Носачёв Владимир Михайлович</i>	Ген директор	ООО НПФ «Этна»	Sennsey51@gmail.com
<i>Пулин Виктор Федотович</i>	к.ф.-м.н, доцент	СГАУ	
<i>Слепухин Владислав Дмитриевич</i>	студент	КНиИТ СГУ	slp.vld@gmail.com
<i>Старшов Михаил Александрович</i>	Зав. учебно-исследовательской лаборатории	СГУ	mastarshov@mail.ru
<i>Тимофеев Антон Игоревич</i>	Аспирант	Физический факультет СГУ	
<i>Токарев Роман Александрович</i>	студент	СГУ	
<i>Чурочкина Светлана Викторовна</i>	к.ф.-м.н, доцент	СГУ	klechshevskaya@mail.ru
<i>Шаповалов Александр Степанович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ	shapovalovast@mail.ru
<i>Шаповалов Степан Александрович</i>	инженер	СЭПО, Саратов	shapovalovast@mail.ru
<i>Шаповалова Ирина Александровна</i>	учитель	МБОУ СОШ №31	shapovalovast@mail.ru
<i>Шмырёв Александр Иванович</i>	магистрант	СГУ	
<i>Элькин Михаил Давыдович</i>	д.ф.-м.н., профессор	СГУ	elkinmd@mail.ru
<i>Явчуновский Виктор Сергеевич</i>	студент	СГУ, ООО НПФ «Этна»	victor_64@live.ru
<i>Явчуновский Виктор Яковлевич</i>	д.ф.-м.н., директор	ООО НПФ «Этна»	Sennsey51@gmail.com
<i>Якунин Александр Николаевич</i>	д. ф.-м.н., руководитель сектора	Институт проблем точной механики и управления РАН	Sennsey51@gmail.com

*Доктору физико-математических наук, профессору,
профессору кафедры радиотехники и электродинамики
Физического факультета
Саратовского государственного университета
имени Н.Г. Чернышевского
М. В. Давидовичу*

Дорогой Михаил Владимирович!

В день Вашего 65-летия хотелось бы выразить Вам чувство уважения к Вашим знаниям, эрудиции в области электродинамики всех диапазонов и типов волн, которые существуют на свете, научному и педагогическому профессионализму, удивительной увлеченности творческой работой и незатухающему интересу к ней, а также личным замечательным качествам!

Коллеги по факультету ценят и то, что Вы являетесь обладателем разнообразных творческих талантов, безотказностью в разнообразных делах, человеческой надежностью, готовностью оказать поддержку тому, кто в ней нуждается.

Желаем Вам жизненных и творческих сил, продолжения успешной деятельности на физическом факультете Саратовского университета!

От имени сотрудников физического факультета –

декан физического факультета,

д.ф.-м.н., профессор **В.М. Аникин**



С большим воодушевлением кафедра прикладной физики и Редакционный совет сборника «Вопросы прикладной физики» поздравляют коллегу и своего любимого автора Михаила Владимировича ДАВИДОВИЧА с круглым Днём Рождения! Это один из наиболее ФИЗИЧЕСКИХ профессоров нашего университета, уважаемый далеко за его пределами. Невозможно перечислить все научные достижения Михаила Владимировича, и мы просто присоединимся к мнению кафедры электродинамики – это исключительно надёжный человек, всегда готовый помочь любому и физически, и морально, и материально. Проверен на взаимовыручку в С.Петербурге и в Финляндии, в Саратове и в Крыму и далее везде. Прекрасно поёт, играет на гитаре. Пишет текст песен и сочиняет музыку. Готов плескаться в воде любой температуры, и тем не менее награждён – хотя и не единственный в Саратове – медалью «300 лет Российскому флоту»!

СОДЕРЖАНИЕ ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

	Радиофизические и теплофизические задачи, направленные на совершенствование городского и железнодорожного электрического транспорта	3
М.В. Давидович, В.Я. Явчуновский, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев	О влиянии магнитных экранов, частоты и силы тока на индуктивность	4
В.М. Носачев, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев, В.С. Явчуновский	Анализ электромагнитных процессов в многослойных катушках индуктивности с магнитными экранами. Ч. 1. Теоретическое и экспериментальное исследование распределения магнитных полей и влияния экранов на величину индуктивности катушки и ее частотную характеристику подавления	10
В.М. Носачев, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев	Анализ электромагнитных процессов в многослойных катушках индуктивности с магнитными экранами. Ч. 2. Экспериментальное исследование влияния экранов на величину индуктивности катушки и ее частотную характеристику подавления при подмагничивании протекающими по ней большими постоянными токами	15
А.Н. Якунин, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев	Исследование теплофизических процессов в сильноточных реакторах помехоподавления. Ч. 1. Расчётно-экспериментальное исследование токового нагружения изолированного провода	19
А.Н. Якунин, И.А. Корнев, А.И. Тимофеев	Исследование теплофизических процессов в сильноточных реакторах помехоподавления. Ч. 2. Теоретический анализ теплофизических процессов в многослойной катушке из изолированного провода при протекании по ней больших токов	23
С.Б. Гольдштейн, В.М. Носачёв, А.К. Кобец, В.С. Явчуновский	Система автоматического управления микроклиматом троллейбуса. Часть 1. Режимы работы и экономические аспекты задачи энергосбережения	27
В.М. Носачёв, А.К. Кобец, В.С. Явчуновский	Система автоматического управления микроклиматом троллейбуса. Часть 2. Схемотехническое решение и конструкция блока управления системы	34
ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ		
А.С. Шаповалов, Л.М. Минкин, В.В. Машников, С.А. Шаповалов	О частотной зависимости спектральной плотности дробовых шумов на неоднородном потенциальном барьере	39
А.С. Шаповалов, С.А. Шаповалов	Зависимость уровня дробовых шумов неоднородного эмиттера от характера распределения параметра интенсивности эмиссии	43
ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ		
М.Д. Элькин, В.Ф. Пулин, П.А. Голиков, В.И. Березин	Спектральная идентификация флавоноидов	46
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА		
И. А. Ермолаев	Эффект максимума температурной стратификации при слабых конвективных течениях	51
И.А.Ермолаев, А. И. Шмырев, Р. А. Токарев	Определение величин темпа охлаждения и времени регуляции методом вычислительного эксперимента	52
С.В. Чурочкина, В.А. Коробов	Прецизионная спектроскопия атомарного водорода	54
С.В. Чурочкина	Избранные вопросы физики мюония	59
ДИСКУССИЯ		
Г.Е.Гарбер	Вычисление физических характеристик для построения графика дифракции электронов на основе квантовой теории	64
ОБРАЗОВАНИЕ: УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ		
С.Ю. Аветисян, В.В. Машников, В.Д. Слепухин, А.С. Шаповалов	Балльно-рейтинговая система в условиях дефицита учебного времени	70
И.А. Шаповалова	Использование видеороликов на занятиях по английскому языку	75
ВОПРОСЫ ИСТОРИИ ФИЗИКИ		
М.А. Старшов	Реконструкция гениальной догадки	78
ПАМЯТКА АВТОРАМ		
СПИСОК АВТОРОВ		
К ЮБИЛЕЮ ПРОФ. М.В. ДАВИДОВИЧА		
СОДЕРЖАНИЕ		
CONTENTS		
В КОНЦЕ НОМЕРА. ИЗ КОЛЛЕКЦИИ М.А. СТАРШОВА		

CONTENTS

ENGINEERING

M.V. Davidovich, I.A. Kornev, A.I. Timofeev, V.Ya. Yavchunovskiy	ON THE INFLUENCE OF MAGNETIC SHIELDS, FREQUENCY AND CURRENT ON INDUCTANCE	4
V.M. Nosachev, I.A. Kornev, A.I. Timopheev, V.S. Yavchunovskiy	ANALYSIS OF ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN MULTILAYER INDUCTORS MAGNETICALLY SHIELDED. PART 1. THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION AND THE INFLUENCE OF SHIELDS ON THE VALUE OF THE INDUCTANCE OF THE COIL AND ITS FREQUENCY RESPONSE SUPPRESSION CHARACTERISTIC	10
V.M. Nosachev, I.A. Kornev, A.I. Timopheev	ANALYSIS OF ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN MULTILAYER INDUCTORS WITH MAGNETIC SHIELDS. PART 2. EXPERIMENTAL STUDY OF THE INFLUENCE OF SHIELDS ON THE VALUE OF THE INDUCTANCE AND ITS FREQUENCY RESPONSE SUPPRESSION WITH MAGNETIC FIELDS PRODUCING BY FLOWING THROUGH IT LARGE DC CURRENT	15
A.N. Yakunin, I.A. Kornev, A.I. Timofeev	STUDY OF THERMAL PROCESSES IN REACTORS IN HIGH INTERFERENCE SUPPRESSION. PART 1. CALCULATED AND EXPERIMENTAL STUDY OF THE CURRENT LOAD OF INSULATED WIRE	19
A.N. Yakunin, I.A. Kornev, A.I. Timofeev	STUDY OF THERMAL PROCESSES IN THE INTERFERENCE SUPPRESSION REACTORS. PART 2. THEORETICAL ANALYSIS OF THERMAL PROCESSES IN MULTILAYER A COIL OF INSULATED WIRE WITH FLOWING THROUGH IT LARGE DC CURRENTS	23
S.B. Goldshtein, V.M. Nosachev, A.K. Kobets, V.S. Yavchunovskiy	THE CLIMATE AUTOMATIC CONTROL SYSTEM OF TROLLEYBUSES. PART 1. OPERATING MODES AND ECONOMIC ASPECTS OF THE ENERGY SAVING PROBLEM	27
V.M. Nosachev, A.K. Kobets, V.S. Yavchunovskiy	THE AUTOMATIC CLIMATE CONTROL SYSTEM OF TROLLEYBUSES. PART 2. THE SYSTEM CONTROL UNIT CIRCUIT SOLUTIONS AND DESIGN	34

ELECTROMAGNETISM

A. S. Shapovalov, L. M. Minkin, V. V. Mashnikov, S. A. Shapovalov	ABOUT THE FREQUENCY DEPENDENCE OF THE SPECTRAL DENSITY OF SHOT NOISE ON INHOMOGENEOUS POTENTIAL BARRIER	39
A. S. Shapovalov, S.A. Shapovalov	THE DEPENDENCE OF THE LEVEL OF SHOT NOISE OF INHOMOGENEOUS EMITTER ON THE NATURE OF THE DISTRIBUTION OF THE EMISSION INTENSITY PARAMETER	43

OPTICS AND SPECTROSCOPY

M.D. Elkin, V.F.Pulin, P.A. Golikov, V.I. Berezin	SPECTRAL IDENTIFICATION OF HYDROXYFLAVONONES	46
---	--	----

THEORETICAL PHYSICS

I.A. Ermolaev	MAXIMUM TEMPERATURE STRATIFICATION EFFECT UNDER WEAK CONVECTIVE FLOW	51
I.A. Ermolaev, A.I. Shmyrev, R.A.Tokarev	DETERMINATION OF THE COOLING RATE AND THE TIME OF THE REGULARIZATION METHOD OF COMPUTATIONAL EXPERIMENT	52
S.V. Churochkina, V.A. Korobov	PRECISION SPECTROSCOPY OF ATOMIC HYDROGEN	54
S.V. Churochkina	SOME IMPORTANT QUESTIONS OF THE MUONIUM PHYSICS	59

DISCUSSION

G.E. Garber	CALCULATION OF PHYSICAL CHARACTERISTICS FOR DESIGNING A GRAPH OF ELECTRONS DIFFRACTION ON THE BASIS OF QUANTUM THEORY	64
-------------	---	----

EDUCATION: METHODOLOGICAL DEVELOPMENT

S.Y. Avetisyan, V.V. Mashnikov, C.D. Slepukhin, A.S. Shapovalov I.A. Shapovalova	A POINT - RATING SYSTEM IN THE CONDITIONS OF LACK OF TRAINING TIME USE OF VIDEOCLIPS AT ENGLISH LESSONS.	70 75
--	---	--------------

THE HISTORY OF PHYSICS

M.A. Starshov	RECONSTRUCTION OF A BRILLIANT CONJECTURE	78
	INFORMATION FOR THE AUTHORS	81
	LIST OF THE AUTHORS	83
	TO THE ANNIVERSARY OF PROF. M. V. DAVIDOVICH	84
	CONTENTS IN RUSSIAN	86
	CONTENTS IN ENGLISH	87
	AT THE END OF THE ISSUE. FROM THE COLLECTION OF M.STARSHOV	90

«...Источник проблем, существующих в преподавании русского языка в школе, заключается в том, что в утверждениях, ставших общим местом в преподавании, содержится огромное количество **противоречий: как внутренних, так и прямо противоречащих** языковым данным».

Алексей Шмелев, доктор филологических наук, заведующий отделом культуры русской речи Института русского языка имени В. В. Виноградова РАН, профессор кафедры русского языка МПГУ. Портал «ПОСТНАУКА»

Ясная мысль – чёткая речь!

«Похоже, что, заключив себя в рамки квантовой теории, мы построили себе дом без дверей и окон и с настолько высокими стенами, что (по выражению Йоста) не очень понятно, дом это или тюрьма»

Салам А. //УФН, Т.99, С.745.

«**Вузы получают деньги. Но не все**»

УГ 13.01.15г., заголовок статьи.

«...Следуя многовековой традиции, согласно которой радуга состояла из семи основных цветов, Ньютон тоже выделил семь цветов: **красный, оранжевый, желтый, зеленый, голубой, синий, фазан**»

Почему в светофоре используются красный, желтый и зеленый цвет?

Свет определенных длин волн по-разному влияет на гипофиз человека. Синий и зеленый успокаивают. Желто-оранжевый действует возбуждающе.

Корепанова М.В., учитель физики, //Презентация

«Волновые свойства света».

Сайт МУЛЬТИУРОК.РУ.

«...**Бывший спикер Государственной Думы Борис Грызлов**, отстаивая вызывавшие сомнения научные разработки своего давнего знакомого и «научного соавтора» **академика Петрика**, бросил ставшую немедленно знаменитой фразу: «Термин лженаука уходит далеко в Средние века. Мы можем вспомнить **Коперника, которого сожгли за то, что он говорил "А Земля все-таки вертится!"**» - помнит сайт московской Второй школы

«...Народническая интеллигенция считала его одним из последних хранителей "наследства" А.И. Герцена и Н.И. Чернышевского...»

МОКШИН Г.Н.//Вопросы истории. 2003. №9, С.63. 9 май. 14 г.

«Вероятность события есть численная мера степени объективной возможности этого события»

ВЕНЦЕЛЬ Е.С., 1969, С.24. Так пишет фамилию математик **ЛЕВИН** Г.Д.//Вопросы Философии, 2014, №2, С.97.

А вот на обложке книги: «Об авторе: Елена Сергеевна **Вентцель** -доктор технических наук, профессор акад. им. Жуковского, поэт в математике и математик в поэзии.

«... Когда президент **Б. Кеннеди** собрал в Белом доме лауреатов нобелевской премии, он заявил, что никогда ещё в Овальном кабинете не собиралось такое блестящее созвездие умов, если не считать того времени, когда **Джефферсон** в *одиночестве* работал в Белом доме»

БОЛХОВИТИНОВ Н.Н., акад РАН.

«Ас отечественной американистики»// Вопросы истории. 2003. №9, С.126.



Пятнадцать лет, пятнадцать лет факультет компьютерных наук и информационных технологий отбирает у физиков самых лучших абитуриентов, готовя из них прекрасных специалистов, известных по всему миру. Но мы на это не в обиде! Действуйте! Желаем декану Антонине Гавриловне Фёдоровой, всему коллективу преподавателей и сотрудников замечательных студентов, успехов во всех делах и крепкого здоровья!

Сотрудничающая с Вами кафедра прикладной физики и Редакционный совет сборника научных работ «Вопросы прикладной физики» и каждый физик по отдельности.

